ao seu relevo e, portanto, a carta dos contornos da anomalia construída na vizinhança daquela estrutura é aproximadamente a carta em altimetria da mesma.

Ora o método de interpretação que emprega o prolongamento descendente admite precisamente que a configuração potenciante real se aproxima das configurações potenciantes possíveis e portanto utiliza aquele prolongamento da anomalia para a caracterizar, necessitando por isso de precisar *à priori*, a profundidade da estrutura procurada, para poder determinar até onde o prolongamento deve ser conduzido, e o contraste desintário, para à sua custa definir o relevo.

Até 1938, o prolongamento descendente fazia-se por extrapolação da anomalia, conhecida na superfície da Terra. Naquele ano, Tsuboi e Fuchida, como já mostrámos no Capítulo II, estabeleceram uma relação analítica rigorosa entre a anomalia observável e a densidade superficial subterrânea da camada equivalente, impondo apenas a condição de esta se poder desenvolver em série Fourier dupla. É claro, que, se a densidade superficial é idêntica a um campo, como no caso da camada equivalente fictícia, aquela condição não constitui condição nova. Contudo, se não se tratar da camada equivalente fictícia, mas sim da configuração real, pode acontecer que o relevo não pertença à classe das funções com esse desenvolvimento (1). Esta circunstância, como é evidente, não tem grande importância, dentro da aproximação que se pretende na interpretação.

O único inconveniente do método desenvolvido por Tusboi e Fuchida reside nos cálculos trabalhosos a que dá lugar e por isso mesmo os métodos de extrapolação são ainda os mais usados (2).

Destes, o de maior aplicação em gravimetria foi desenvolvido para o campo magnético por uma equipa da Gulf Research & Development Company [21] sob a orientação de Leo Peters entre os anos de 1930 e 1931.

Parte-se nele do desenvolvimento em série Mac-Laurin de g (P) na vizinhança (0, h), considerando, como temos feito até aqui, a origem na superfície da Terra e eixo Oz dirigido para baixo:

$$g(x,y,h) = g(x,y,0) + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{i!}\left[h\frac{\partial}{\partial z} g(x,y,0)\right]^{(i)} \qquad \text{(2-IV)}$$

Constroi-se o mesmo desenvolvimento na vizinança (0, — h):

$$g(x.\,y,-h) = g(x,y,0) + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{(-1)^i}{i!}\left[h\frac{\partial}{\partial z} g(y,y,0)\right]^{(i)} \qquad \text{(3-IV)}$$

Soma-se (2-IV) com (3-IV) para suprimir as derivadas ímpares menos fáceis de calcular do que as pares e tém-se:

$$g(x,y,h) = -g(x,y,-h) + 2\sum_{\substack{i=1\\(i\ par)}}^{\infty} \frac{1}{i!}\left[h\frac{\partial}{\partial z} g(x,y,0)\right]^{(i)} \qquad \text{(4-IV)}$$

E fica assim o campo no plano à profundidade *h* dependente do conhecimento da anomalia num plano de cota $-h$ e dos sucessivos gradiantes verticais pares da anomalia à superfície da Terra.

O cálculo da anomalia no plano de cota — h pode fazer-se integrando agora (1-II) que se escreve

$$g(P) = \frac{-1}{2\pi}\int_{S'} \frac{g(Q)\,z}{r^3}\,dS' \qquad \text{(5-IV)}$$

Pondo P (x, y, z) e Q (a, b, 0); $a - x = \rho \cos\theta$ e $b - y = \rho \operatorname{sen}\theta$,

$$g(\rho) = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} g(\rho,\theta)\,d\theta$$

será:

$$g(x,y,-h) = \int_0^{\infty} \frac{g(\rho)\,h\rho\,d\rho}{(h^2+\rho^2)^{3/2}} \qquad \text{(6-IV)}$$

E derivando o intervalo (0, ∞) em sub-intervalos (ρ_i, ρ_{i+1}) onde $g(\rho)$ se pode considerar constante

$$g(x,y,-h) = \frac{1}{2}\left\{\left[1-\frac{h}{(h^2+\rho_1^2)^{1/2}}\right] g(0) + \left[1-\frac{h}{(h^2+\rho_2^2)^{1/2}}\right] g(\rho_1) + \left[\frac{1}{(h^2+\rho_1^2)^{1/2}} - \frac{1}{(h^2+\rho_3^2)^{1/2}}\right] g(\rho_2)\,h + \ldots\right\} \qquad \text{(7-IV)}$$

(1) Ou à custa de um conjunto de funções ortogonais.

(2) Com o desenvolvimento das máquinas calculadoras, estas posições podem ser alteradas.

onde os parêntesis rectos são apenas função do raio das circunferências onde se calcularam as médias e da cota h do plano onde se pretende conhecer a anomalia.

Resta agora calcular a segunda parcela de (4-IV). Para tanto recorde-se termos concluído, no Capítulo I, que g(r) era uma função par de r, isto é:

$$g(r) = a_0 = a_2 r^2 + a_4 r^4 + \dots \qquad (44''\text{-I})$$

e atente-se a que, de forma análoga à ali usada, se pode mostrar que a segunda parcela de (4-IV) se escreve

$$2 \sum_{\substack{i=2 \\ (i \text{ par})}}^{\infty} \frac{1}{i!} \left[h \frac{\partial}{\partial x} g(x, y, 0) \right]^{(i)} =$$

$$= 2 \left[a_0 - 2 a_2 h^2 + \frac{8}{3} a_4 h^6 + \dots \right] \qquad (8\text{-IV})$$

e teremos resolvido o modo de calcular o prolongamento descendente. Será pois

$$g(x, y, h) = 2 \left[a_0 - 2 a_2 h^2 + \frac{8}{3} a_4 h^4 + \dots \right] -$$

$$- \frac{1}{2} \left\{ \left[1 - \frac{h}{(h^2 + \rho_1^2)^{1/2}} \right] g(0) + \right.$$

$$+ \left[1 - \frac{h}{(h^2 + \rho_2^2)^{1/2}} \right] g(\rho_1) + \left[\frac{1}{(h^2 + \rho_1^2)^{1/2}} - \right.$$

$$\left. \left. - \frac{1}{(h^2 + \rho_3^2)^{1/2}} \right] g(\rho_2) h + \dots \right\} \qquad (9\text{-IV})$$

Se limitarmos (44''-I) ao segundo grau, o que constitui em certos casos boa aproximação teremos:

$$g(x, y, h) =$$

$$= 2 [a_0 - 2 a_2 h^2] - \frac{1}{2} \left\{ \left[1 - \frac{1}{(h^2 + \rho_1^2)^{1/2}} \right] g(0) + \right.$$

$$+ \left[1 - \frac{h}{(h^2 + \rho_2^2)^{1/2}} \right] g(\rho_1) + \left[\frac{1}{(h^2 + \rho_1^2)^{1/2}} - \right.$$

$$\left. \left. - \frac{1}{(h^2 + \rho_3^2)^{1/2}} \right] g(\rho_2) h + \dots \right\} \qquad (9'\text{-IV})$$

Evidentemente que se pode usar um número diferente de circunferências para calcular a primeira e a segunda parcelas de (9'-IV). Peters [21] usa nove circunferências para o cálculo de ambas, o que, como muito bem notou Trejo [29], não é legítimo no cálculo da primeira, porque o polinómio constituído pelos primeiros termos do desenvolvimento Mac-Laurin de g (r) representa a parábola osculadora da curva $y = g(r)$, no ponto $r = 0$. Quere dizer, aquela aproximação de g (r) só é válida na vizinhança da origem (estação onde se está fazendo o prolongamento descendente) e não em todo o intervalo, e assim as derivadas que figuram no primeiro membro de (8-IV) só têm os valores indicados no segundo membro da mesma expressão, quando r tender para zero.

Outro processo de conduzir o prolongamento descendente foi desenvolvido por Hughes [30] que integrou (5-IV) por um método de iteração, sendo conduzido à seguinte aproximação de ordem n para o campo à profundidade h:

$$g_n(x, y, h) = \sum_{k=0}^{n} (-1)^k \binom{n+1}{k+1} g(x, y, -k h) \qquad (10\text{-IV})$$

que permite portanto calcular a anomalia no plano situado à profundidade h, uma vez conhecida esta, na superfície e em n planos equidistantes acima daquela superfície.

A aproximação converge enquanto h se mantiver inferior à menor singularidade de

$$g(r, 0) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2} g(r, \theta, 0) \, d\theta$$

Deve notar-se que (10-IV) é a condição para que a diferença de ordem $n + 1$ de uma função dada em $n + 2$ pontos seja nula, isto é, que esses $n + 2$ valores da função pertençam a um polinómio de ordem n. É portanto uma solução de exterpolação que pode conduzir a erros grosseiros.

Ainda noutro método de prolongamento descendente, também desenvolvido por Peters e seus colaboradores [21], parte-se da expressão (36'-I), deduzida no Capítulo I que é a solução do problema de Dirichelet para a gravidade, substituindo agora esta pelo potencial

$$U(P) = -\frac{1}{2\pi} \int_{S'} U(Q) \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r} \right)_Q dS' \qquad (11\text{-IV})$$

que corresponde a considerar a camada equivalente como uma distribuição de dupla camada de potência p. (Ver Apêndice).

$$p = + \frac{U(Q)}{2\pi}$$

Supondo agora o contraste γ constante, o relevo será:

$$[\Delta z\ (x, y)]^2 = -\frac{1}{2\pi\gamma k} U\ (Q)$$

o que permite transformar (11-IV) em

$$U\ (P) = -\frac{\gamma k}{2\pi} \int_{S'} [\Delta z\ (x, y)]^2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r}\right)_Q dS' \qquad (12\text{-IV})$$

equação que, evidentemente, é de mais complexa aplicação, porque exige o cálculo prévio da função potencial (Ver Capítulo I).

Pode pois concluir-se que o prolongamento descendente, baseado no desenvolvimento em série Mac-Laurin expresso por (9'-IV), é o mais usado por conduzir a menor volume de cálculos, e ser de precisão fàcilmente controlável (1).

---

(1) O erro de (10-IV), devida a Hughes, tem também controlo fácil [30].

(Continua)

C. D. U. 621.396.029.64:621.396.44

Princípios Fundamentais da Técnica das Micro-ondas

Propagação em guias de onda

POR JOÃO FIGANIER
Engenheiro Electrotécnico (I. S. T.)
Bolseiro do I. A. C. — Centro de Estudos de Electrónica da C.E.E.N.

Recentemente, e dado que se constituiram numa técnica bem definida, as muito altas rádio-frequências (micro-ondas) têm encontrado uma grande aplicação para além do âmbito da Engenharia de Comunicações. Nomeadamente, em Física Nuclear tornaram-se um instrumento de trabalho poderoso, quer em medidas de parâmetros nucleares, quer no domínio dos aceleradores.

Estes factos levaram o Centro de Estudos de Electrónica da Comissão de Estudos de Energia Nuclear a promover a publicação de alguns artigos, dos quais este é o primeiro, sobre os princípios fundamentais em que se baseia a técnica das micro-ondas.

Desejo consignar aqui os meus agradecimentos ao Prof. Eng. Abreu Faro, cujas sugestões e auxílio foram sempre extremamente valiosos.

1 — Notação

Houve a preocupação de manter ao longo deste artigo uma notação coerente e coincindindo, tanto quanto possível, com a seguida em publicações de carácter técnico. A utilização do mesmo símbolo com diferentes significados é por vezes inevitável, mas uma leitura atenta será suficiente para dissipar quaisquer dúvidas que possam surgir por aquela causa.

Na alínea (1.6) só se consideram os símbolos não fixados por uso universal.

1.1 — Grandezas físicas:

$\overline{B}$: indução magnética
$\overline{D}$: deslocamento eléctrico
$\overline{E}$: campo eléctrico
$\overline{H}$: campo magnético
$\overline{J}$: densidade de corrente de condução
k_c : constante de corte — valor próprio associado ao modo de propagação
$\overline{P}$: vector de Poynting
R_s : resistência superficial dum condutor
v : velocidade
- v_o : velocidade de fase da onda plana uniforme em meio dieléctrico (ε, μ) ilimitado
- v_f : velocidade de fase no guia
- v_g : velocidade de grupo
- v_e : velocidade de transporte de energia

W: energia
- W_T : energia transportada
- W_P : energia dissipada em perdas

Z_o : impedância de onda da onda plana uniforme
γ : constante de propagação
- $\gamma = \alpha + j\beta$
- α : constante de atenuação
- β : constante de fase
- $\gamma_o = \alpha_o + j\beta_o$: idem para a onda plana uniforme

δ : profundidade de penetração dos campos em meio condutor
ε : constante dieléctrica absoluta
- ε_o no vácuo

η : impedância intrínseca do meio dieléctrico (ε, μ)
- η_o no vácuo

λ : comprimento de onda associado à frequência f
- λ_o : idem da onda plana uniforme em meio dieléctrico (ε, μ)
- λ_g : idem da onda propagando-se no guia
- λ_c : comprimento de onda da onda plana uniforme em meio dieléctrico (ε, μ) associada a k_c e portanto a uma frequência de corte f_c

μ : permeabilidade magnética absoluta
- μ_o no vácuo

PIMENTEL & CASQUILHO, L.DA

Comunica que foi transferida para a nova sociedade WILD PORTUGAL, L.DA a representação dos instrumentos de precisão suíços

WILD
HEERBRUGG

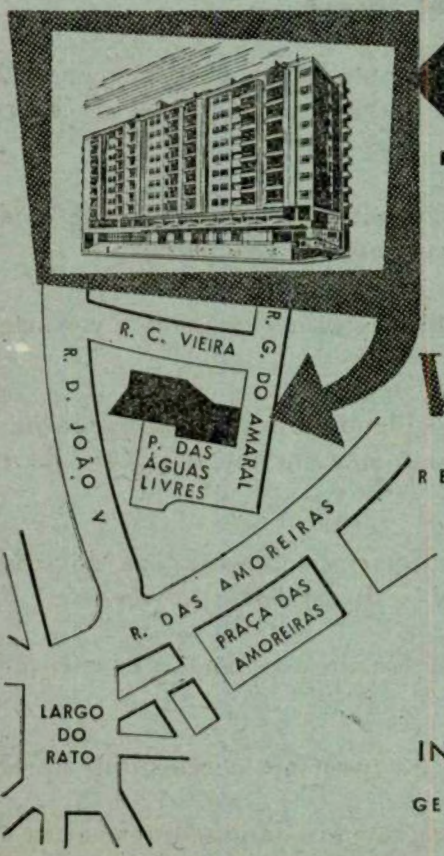
PIMENTEL & CASQUILHO, L.DA
Rua das Portas de Santo Antão, 75
LISBOA

WILD PORTUGAL, L.DA

Tem o prazer de comunicar o início da sua actividade como representante exclusivo em Portugal dos instrumentos de precisão suíços

WILD
HEERBRUGG

WILD PORTUGAL, L.DA
Praça das Águas Livres, 8 — s/l. 6
LISBOA



NESTE EDIFÍCIO DAS ÁGUAS LIVRES

PRAÇA DAS ÁGUAS LIVRES, 8 — LISBOA

NA SOBRE-LOJA, 5 E 6 AGUARDAMOS COM PRAZER AS VOSSAS VISITAS.

WILD PORTUGAL, LDA.

REPRESENTANTES EM PORTUGAL DE

WILD
HEERBRUGG

INSTRUMENTOS DE PRECISÃO SUÍÇOS

GEODESIA • FOTOGRAMETRIA • MICROSCOPIA
DESENHO E FINS MILITARES

Exporta:

Máquinas e instalações mineiras.

Instalações para sondagens.

Máquinas de fundição.

Instalações para elevação e transporte.

Construções de aço.

Reservatórios para petróleo.

Guindaste portuais e para estaleiros navais.

Equipamentos de soldadura.

Máquinas e instalações siderúrgicas, de laminadores, etc.

O nosso programa de exportação compreende máquinas e instalações mineiras como: **picaretas, comboiadores, perfuradores e martelos, máquinas de extracção, ventiladores,** etc.

Fornecemos aos mercados mundiais mais importantes as nossas instalações de sondagem e pesquiza, as nossas brocas e as nossas ferramentas de recuperação.

Efectuamos trabalhos para prospecção de petróleo e minérios, para furos artesianos e obras de irrigação.

Temos alcançado igualmente grandes êxitos no plano da modernização de fundições e do seu equipamento com maquinaria de que possuímos sortido completo da melhor qualidade.

Somos fornecedores de pontes rolantes, de guindastes sobre camiões, de guindastes automotores, de pontes rolantes viga, gruas portuais e de estaleiros navais, etc.

As nossas oficinas fabricam e fornecem armações de aço para a construção civil, pontes, mastros, etc.

Os geradores e maçaricos para corte e soldadura do nosso fabrico são muito apreciados.

A nossa indústria siderúrgica fornece instalações para laminadores, altos fornos, carros de transporte de escórias, de material de fundição, etc.

ρ : densidade de cargas verdadeiras
σ : condutividade
ω : pulsação dos campos, $= 2\pi f$

1.2 — Variáveis independentes:

t : tempo
q_i : coordenada dum sistema ortogonal cujos elementos de comprimento são $dl = h_i\, dq_i$ e cuja base é o conjunto dos vectores unitários $\overline{q_i}$. No caso cilíndrico as coordenadas são q_1, q_2, z e a base $\overline{q_1}$, $\overline{q_2}$, $\overline{k}$. Casos particulares:

carteziano (geral)	x, y, z $\overline{i}$, $\overline{j}$, $\overline{k}$	
carteziano (sobre uma superfície)	n, t, z $\overline{n}$, $\overline{t}$, $\overline{k}$	n — normal t — tangencial
cilíndrico recto	r, φ, z $\overline{r}$, $\overline{\varphi}$, $\overline{k}$	

1.3 — Domínios:

V: volume — elemento diferencial dv
S : superfície limitando o volume V ou secção transversal do guia — elemento diferencial ds; vector unitário normal $\overline{n}$ ($\overline{n} \equiv \overline{k}$ para a secção transversal do guia)
L : perímetro da secção transversal do guia — elemento diferencial dl

1.4 — Operadores

∇ : operador vectorial dado por

$$\nabla = \sum_{i=1}^{3} \overline{q_i} \frac{1}{h_i} \frac{\partial}{\partial q_i}$$

j : operador complexo dado por $j = \sqrt{-1}$

1.5 — Índices

A_{qi} : componente de $\overline{A}$ segundo q_i
$\overline{A}_T$: componente transversal de $\overline{A}$

1.6 — Símbolos

$\overline{A}$: vector — grandeza A
$\overline{A} \times \overline{B}$: produto externo do vector $\overline{A}$ pelo vector $\overline{B}$
$\overline{A} \cdot \overline{B}$: produto interno do vector $\overline{A}$ pelo vector $\overline{B}$
A^* : complexo conjugado de A
Re [A] : parte real do complexo A
$\simeq$: aproximadamente igual a
$\approx$: da ordem de grandeza de
$\propto$: proporcional a

2 — Introdução

O termo «micro-ondas» apareceu quando se começou a estudar do ponto de vista técnico as muito altas rádio-frequências e na sucessão lógica dos termos utilizados na propagação, ondas longas, médias, curtas e ultra-curtas. Deste modo, o termo servia para designar uma faixa de frequências começando nas últimas centenas de Mc s e cujo limite superior eram as frequências mais altas atingidas nessa época — primeiros milhares de Mc s.

Entretanto, dado que nesta faixa tanto os circuitos como os tubos electrónicos osciladores e amplificadores utilizados em mais baixa frequência se tornam dificilmente utilizáveis ou mesmo, à medida que a frequência sobe, totalmente ineficazes, teve que se encarar os problemas apresentados por estas frequências mais altas de modo inteiramente diferente, do que resultou uma evolução conceptual do termo «micro-ondas» no sentido de designar, já não uma faixa de frequências, mas sim o conjunto das novas técnicas — e dos novos métodos de estudo que lhes são pertinentes — pelos quais esses problemas foram resolvidos. Recentemente, tendo em vista certos fins especiais, estas técnicas próprias das micro-ondas têm sido trazidas para frequências mais baixas, como é o caso, por exemplo, dum acelerador linear actualmente em estudo em Harwell (Inglaterra) e destinado a funcionar em 100 Mc s [1].

Essa alteração de técnicas a que se foi conduzido ao penetrar-se no domínio das mais altas rádio-frequências provém do facto de que nos sistemas de micro-ondas já se não pode desprezar o tempo de propagação dos fenómenos eléctromagnéticos nos diversos elementos do sistema, ou, por outras palavras e por definição de comprimento de onda, esses elementos já não são pequenos comparados com o comprimento de onda.

Resulta deste facto que as aproximações que se fazem correntemente na técnica das baixas frequências não são já permissíveis aqui, donde se conclui que o estudo das micro-ondas tem que ser feito a partir das equações de Maxwell em toda a sua generalidade. Tomam-se agora como grandezas fundamentais os campos eléc-

(1) Comunicação pessoal.

trico e magnético que se substituem aos conceitos integrais de tensão e de corrente.

Por outro lado, dado que uma pequena espessura de condutor é neste domínio de frequências, pràticamente opaca à propagação das ondas electromagnéticas (efeito pelicular), projectam-se os sistemas de micro-ondas de modo que toda a energia electro-magnética que lhes interessa esteja contida numa região fechada limitada por condutores [1] (à parte o caso das antenas em que se deseja precisamente que haja interacção do sistema com o espaço livre). Daqui resulta que na integração das equações de Maxwell, tendo em conta as condições fronteiras impostas pelo sistema, aparecem equações diferenciais que gozam de algumas propriedades notáveis independentes do conhecimento explícito das soluções. Efectivamente, ao limitar-se no espaço as regiões onde se contém toda a energia electromagnética que interessa ao sistema, têm aquelas equações diferenciais por soluções um número discreto (ainda que infinito) de funções características da região, tais que qualquer campo propagando-se no sistema, ou qualquer excitação aplicada, se pode decompor numa combinação linear delas. Cada uma das funções características é determinada por um parâmetro característico ùnicamente dependente da geometria da região e da frequência; esse parâmetro tem dimensões duma frequência (ou dum comprimento de onda) e no caso dos guias de onda representa o limite inferior das frequências em que é possível a propagação neles dum campo electromagnético com a distribuição correspondente à função característica respectiva («modo de propagação», ou simplesmente «modo»); é possível portanto, escolhendo convenientemente a frequência de trabalho, num guia de geometria dada, limitar o número de modos susceptíveis de se propagarem a um número muito restrito — em geral a um único.

Então, se se introduzir no guia um elemento perturbador cujo efeito se deseje estudar, em vez da solução completa das equações de Maxwell submetidas às novas fronteiras alteradas pela introdução do elemento perturbador, agora em geral só interessa do ponto de vista prático procurar obter aquela parte da solução que diz respeito aos modos para os quais é possível a propagação. O estudo do efeito produzido pelo elemento — normalmente feito por um método de aproximação — torna-se assim certamente muito mais simples que o ataque completo do problema. Outra consequência imediata é a possibilidade de caracterizar os elementos em causa por um número restrito de parâmetros suscceptíveis de serem obtidos por medição directa. Estas várias conclusões tomam um interesse especial quando se observa que os sistemas de micro-ondas, pelo menos os sistemas passivos, são totalmente constituídos por guias de onda em que certas funções (atenuação, filtragem, detecção, etc.) são desempenhadas por elementos «perturbadores» propositadamente instalados, ou por junções de guias.

Para que seja perfeita a limitação das regiões onde reside a energia electromagnética que interessa ao sistema devem os condutores que a constituem ser perfeitos (condutibilidade infinita). Muitas vezes também se considera o meio dieléctrico que preenche aquelas regiões como perfeito (condutibilidade nula). As soluções obtidas com estas aproximações são extremamente próximas da realidade. As perdas introduzidas pelos condutores e dieléctricos reais podem então ser calculadas, em geral sem erros de maior, e sem grande dificuldade, a partir dos campos obtidos daquele modo.

Estes são, muito genèricamente, o método de estudo e as simplificações que estão na base das técnicas aplicadas em micro-ondas. Em relação à teoria dos circuitos de baixa frequência, há agora uma muito maior generalidade no domínio da frequência visto que não foram feitas aproximações muito restringentes neste domínio.

Por outro lado, e do ponto de vista das aplicações, as técnicas características das micro-ondas são válidas desde frequências baixas até frequências confinando com o domínio da óptica. A faixa utilizável é limitada no sentido das baixas frequências pelo facto dos sistemas fechados se tornarem impraticàvelmente grandes o que dificulta a sua construção e as suas aplicações técnicas. No sentido das altas frequências a restrição do número de modos propagáveis obriga a diminuir constantemente as dimensões dos sistemas, dificultando assim a sua cons-

(1) Essa região também pode ser limitada pela transição entre dois meios dieléctricos, aproveitando o fenómeno da refracção total.

trução; no entanto, a melhoria e o aparecimento contínuo de novas técnicas de construção e de filtragem de modos (eliminação de modos indesejáveis) permite penetrar cada vez mais longe neste sentido com sistemas de micro-ondas.

Neste artigo, como o título o indica, vai-se tratar da propagação de energia electromagnética em guias de onda e da obtenção das funções características respectivas (modos de propagação). Guias de onda são, de um modo muito geral, aquelas componentes dum sistema utilizadas na transmissão de energia electromagnética. Estes guias podem ter as formas mais variadas, mas aqui limita-se o estudo ao caso que é de longe o mais usual na prática, isto é, aos que são constituídos por uma estrutura metálica cilíndrica de secção transversal uniforme mas qualquer, preenchida por um meio dieléctrico onde se efectua a propagação. Outros tipos de guias que eventualmente estejam incluídos num dado sistema podem-se em geral estudar como elementos perturbadores localizados.

O sistema de unidades utilizado será sempre o sistema m. k. s. racionalizado dada a sua expansão quase universal em publicações de carácter técnico.

3 — Equações de Maxwell. Condições Fronteiras. Teorema de Poynting[1]

No sistema de unidades adoptado as equações de Maxwell, sob a sua forma diferencial, escrevem-se

$$\left.\begin{aligned} \nabla \times \overline{E} &= -\frac{\partial \overline{B}}{\partial t} \quad (a) \qquad \nabla \cdot \overline{B} = 0 \quad (b) \\ \nabla \times \overline{H} &= \overline{J} + \frac{\partial \overline{D}}{\partial t} \quad (c) \qquad \nabla \cdot \overline{D} = \rho \quad (d) \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

e

$$\nabla \cdot \overline{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \qquad (2)$$

em que (2) exprime o teorema da conservação da carga.

O meio em que existem os campos impõe certas relações entre eles. Essas relações tornam-se particularmente simples no caso desses meios serem isotrópicos, lineares e sem histerese (eléctrica ou magnética). Vem nesse caso:

$$\left.\begin{aligned} \overline{D} &= \varepsilon \overline{E} \\ \overline{H} &= \frac{1}{\mu} \overline{B} \\ \overline{J} &= \sigma \overline{E} \quad \text{(Lei de Ohm)} \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

em que ε, $1/\mu$ e σ são constantes de proporcionalidade cujo valor depende do meio considerado. No vácuo tem-se:

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{1}{9 \times 10^9} \text{ F/m}$$

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$$

$$\sigma = 0$$

Só se consideram aqui os meios em que as equações (3) são válidas visto serem estes meios quase os únicos a serem utilizados em guias de onda[1].

Por outro lado, os guias de onda são sistemas passivos — excepto quando integrados na estrutura dum tubo electrónico, caso que se não considera aqui. Sendo assim, no seu interior não existem cargas livres o que permite pôr $\rho = 0$.

Então, e atendendo às equações (3), as equações de Maxwell vêm

$$\left.\begin{aligned} \nabla \times \overline{E} &= -\mu \frac{\partial \overline{H}}{\partial t} \quad (a) \qquad \nabla \cdot \overline{H} = 0 \quad (b) \\ \nabla \times \overline{H} &= \sigma \overline{E} + \varepsilon \frac{\partial \overline{E}}{\partial t} \quad (c) \qquad \nabla \cdot \overline{E} = 0 \quad (d) \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Na transição de dois meios (meios 1 e 2), pode-se mostrar que as equações de Maxwell impõem as seguintes condições fronteiras para os campos:

$$\left.\begin{aligned} &\text{Componentes tangenciais} \quad \overline{n} \times (\overline{E}_1 - \overline{E}_2) = 0 \\ &\qquad\qquad\qquad\qquad\quad \overline{n} \times (\overline{H}_1 - \overline{H}_2) = 0 \\ &\text{Componentes normais} \quad \overline{n} \cdot (\overline{D}_1 - \overline{D}_2) = \rho_s \\ &\qquad\qquad\qquad\qquad\quad \overline{n} \cdot (\overline{B}_1 - \overline{B}_2) = 0 \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

---

(1) Sobre este assunto ver, por exemplo, referências [1] e [2]; em especial, sobre a interpretação do teorema de Poynting ver [1], págs. 131 ff.

(1) Uma excepção notável é a de troços de guias preenchidos parcialmente por ferrites (materiais cerâmicos com propriedades ferro-magnéticas) utilizados para obter determinados efeitos — alteração da polarização, atenuação preferencial, etc. —; no entanto, esses troços de guias podem-se considerar como obstáculos intercalados num guia normal — ver em Proc. I. R. E. (44), Out. 1956, (número inteiramente dedicado às ferrites) os artigos por Heller, págs. 1386 ff, e por Kale, págs. 1403 ff.

em que ρ_s é a densidade superficial de cargas verdadeiras na fronteira entre os meios.

Um caso particular com especial interesse aqui é o de um dos meios (meio 2) ser um condutor perfeito. Nesse caso $\sigma_2 = \infty$ e

$$\overline{E}_2 = \overline{H}_2 \equiv 0$$

vindo

$$\left.\begin{aligned} \overline{n} \times \overline{E}_1 &= 0 \\ \overline{n} \times \overline{H}_1 &= \overline{J}_s \\ \overline{n} \cdot \varepsilon_1 \overline{E}_1 &= \rho_s \\ \overline{n} \cdot \overline{H}_1 &= 0 \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

em que $\overline{J}_s$ é o vector densidade superficial de corrente na superfície fronteira do condutor.

Finalmente, das equações (1) e para meios estacionários, pode-se deduzir a equação que exprime o teorema de Poynting (ou teorema da energia)

$$\int_S \overline{n} \cdot (\overline{E} \times \overline{H})\, ds = - \int_V \overline{E} \cdot \overline{J}\, dv - \frac{\partial}{\partial t} \left[\int_V \left(\frac{\overline{H} \cdot \overline{B}}{2} + \frac{\overline{E} \cdot \overline{D}}{2} \right) dv \right] \quad (7)$$

a partir da qual é definido o vector de Poynting

$$\overline{P} = \overline{E} \times \overline{H}$$

que é interpretado como sendo a intensidade do fluxo de energia num ponto do campo.

4 — Equações de onda

Vai-se agora proceder à eliminação de um dos campos — primeiro $\overline{H}$ e depois $\overline{E}$ — entre as equações de Maxwell (3-4); obtêm-se assim as chamadas equações de onda. Estas equações devem ser satisfeitas pelos campos não estacionários existentes no interior dos guias de onda e portanto as soluções que satisfaçam às equações de onda são soluções das equações de Maxwell; sendo assim, são as soluções das equações de onda que se vão investigar.

De (3-4) e tendo em vista a identidade entre operadores vectoriais dada por

$$\nabla \times \nabla \times = \nabla (\nabla \cdot) - \nabla^2$$

vem

$$\nabla \times \nabla \times \overline{E} = \nabla (\nabla \cdot \overline{E}) - \nabla^2 \overline{E} = - \mu \nabla \times \overline{H}$$

Para eliminar $\overline{H}$ basta agora substituir nesta última equação o valor de $\nabla \times \overline{H}$ dado por (3-4-c); notando ainda que é por hipótese $\nabla \cdot \overline{E} = 0$ em qualquer ponto, vem então

$$\nabla^2 \overline{E} = \mu \sigma \frac{\partial \overline{E}}{\partial t} + \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \overline{E}}{\partial t^2} \quad (1)$$

Anàlogamente, eliminando $\overline{E}$, viria

$$\nabla^2 \overline{H} = \mu \sigma \frac{\partial \overline{H}}{\partial t} + \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \overline{H}}{\partial t^2} \quad (2)$$

(1) e (2) são as equações de onda que se desejava obter; é de notar a perfeita semelhança entre as duas, semelhança essa que se traduzirá por soluções formalmente semelhantes — só modificadas por diferentes condições fronteiras.

5 — Integração em z e t das Equações de Onda

Considerando agora o caso cilíndrico em que a propagação se efectua segundo um eixo preferido, que se toma aqui como sendo o dos z, vai-se ver que tipo de soluções em t e z satisfaz às equações de onda.

Toma-se a equação (4-1) que, para efeitos de demonstração e sem quebra de generalidade, se escreve em coordenadas cartezianas (x, y, z). Neste caso, a equação vectorial pode-se decompor em 3 equações escalares do tipo

$$\nabla^2 E_i = \sigma \mu \frac{\partial E_i}{\partial t} + \varepsilon \mu \frac{\partial^2 E_i}{\partial t^2} \qquad i = x, y, z \quad (1)$$

Em coordenadas cartezianas o operador Laplaciano pode-se escrever

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \nabla_T^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

em que ∇_T^2 (Laplaciano transversal) vale nestas coordenadas

$$\nabla_T^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$$

Portanto (1) vem

$$\nabla_T^2 E_i + \frac{\partial^2 E_i}{\partial z^2} = \sigma \mu \frac{\partial E_i}{\partial t} + \varepsilon \mu \frac{\partial^2 E_i}{\partial t^2} \quad (2)$$

Pondo

$$E_i (x, y, z, t) = f (x, y) \cdot \varphi (z, t) \quad (3)$$

o que é justificável «a posteriori» pelos resultados obtidos, e substituindo em (2) vem

$$\varphi \nabla_T^2 f + f \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = f \left[\sigma \mu \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} \right]$$

visto ser f só função das coordenadas transversais, x e y, e φ só função de z e t. Desde que f e φ não se anulem, vem ainda

$$\frac{1}{f} \nabla_T^2 f = \frac{1}{\varphi} \left[-\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + \sigma \mu \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} \right] \quad (4)$$

O membro da esquerda desta equação é só dependente das coordenadas transversais x e y, enquanto que o membro da direita é só função de z e t; portanto, para que se possa verificar a igualdade entre estes dois membros para quaisquer valores de x, y, z e t, devem esses membros ser constantes; este facto permite desdobrar a equação inicial (4) em duas equações independentes

$$\frac{1}{f} \nabla_T^2 f = k_c^2$$

e

$$\frac{1}{\varphi} \left[-\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + \sigma \mu \frac{\partial \varphi}{d t} + \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} \right] = k_c^2 \quad (6)$$

em que k_c^2 é uma constante, escrita desde já de modo conveniente para a sua utilização posterior.

Deixando de parte a equação (5), vai-se procurar uma solução possível para (6). Para isso vai-se proceder por analogia com um tipo bem conhecido de solução teórica de (1). Trata-se da chamada onda plana uniforme propagando-se num meio dieléctrico ilimitado. Neste caso não há qualquer variação com as coordenadas transversais; e a solução é da forma [1]:

$$\begin{aligned} \overline{E} &= \overline{E}_o \, e^{j\omega t - \gamma_o z} \\ \overline{H} &= \overline{H}_o \, e^{j\omega t - \gamma_o z} \end{aligned} \quad (7)$$

em que $\overline{E}_o$ e $\overline{H}_o$ são vectores constantes, ortogonais entre si e transversais (ortogonais à direcção de propagação), e γ_o é a chamada constante de propagação.

Para que a solução (7) seja fìsicamente possível, devem as fontes estar situadas a grande distância no eixo dos z e a propagação fazer-se no sentido crescente do eixo dos z.

Uma segunda solução seria perfeitamente análoga mas de variação com z da forma $e^{+\gamma_0 z}$, (sendo portanto a solução completa

$$\left. \begin{aligned} \overline{E} &= \overline{A} \, e^{j\omega t - \gamma_0 z} + \overline{B} \, e^{j\omega t + \gamma_0 z} \\ \overline{H} &= C \, e^{j\omega t - \gamma_0 z} + \overline{D} \, e^{j\omega t + \gamma_0 z} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

com $\overline{A}$, $\overline{B}$, $\overline{C}$, e $\overline{D}$ constantes) mas as suposições feitas acima — meio ilimitado, propagação segundo z crescente — obrigam a abandonar esta segunda solução por o seu comportamento quando $z \to \infty$ ser fìsicamente impossível.

O facto de não haver variações com as coordenadas transversais no caso da onda plana uniforme implica que na decomposição de E_i — equação (3) — é $f = c^{te}$ e portanto a equação (5) dá $k_c = 0$. Assim, (7) é solução de (6) desde que se ponha $k_c = 0$ e

$$\gamma_0^2 = j \omega \sigma \mu - \omega^2 \varepsilon \mu = (\alpha_0 + j \beta_0)^2 \quad (9)$$

em que α_0 e β_0 dão respectivamente a atenuação e a variação de fase por unidade de comprimento.

Se o meio for dieléctrico perfeito, isto é, se $\sigma = 0$, vem

$$\gamma_0^2 = \omega^2 \varepsilon \mu$$

donde

$$\alpha_0 = 0$$

$$\beta_0 = \omega \sqrt{\varepsilon \mu} = \frac{\omega}{v_0} \text{ radianos/m} \quad (10)$$

em que v_0 é a velocidade da luz no meio dieléctrico (ε, μ) ilimitado. ω é a pulsação impressa aos campos em regime forçado pelas fontes.

O facto de se poder escrever $e^{j\omega t - \gamma_0 z} = e^{j\omega t} \cdot e^{-\gamma_0 z}$ e portanto poder separar a variação no tempo da variação em z, constitui uma propriedade notável da solução, visto que permite tratar separadamente a variação no tempo e deste modo, dado que $e^{j\omega t}$ é o «kernel» da transformada de Fourier e (1) é linear, permite considerar qualquer forma de variação no tempo imposta pelas fontes. Daqui resulta que com este tipo de solução basta estudar o comportamento duma onda monocromática genérica. Anàlogamente, $e^{-j\beta z}$ pode ser tomado para «kernel» duma transformada de Fourier (no espaço) per-

(1) Ver por exemplo [6], pág. 281.

mitindo estudar variações complexas em z como as que surgem em linhas de retardo (guias de de estrutura periódica disposta de modo a que a velocidade de fase seja inferior à velocidade da luz pelo menos para algumas das componentes) utilizados em aceleradores lineares, amplificadores de onda progressiva, etc.

A equação (6) com $k_c \neq 0$ é susceptível de ter uma solução em t e z formalmente idêntica à que caracteriza a onda plana uniforme, isto é, da forma

$$e^{j\omega t - \gamma z} \qquad (11)$$

em que γ terá agora valor diferente de γ_0 mas com o mesmo significado físico; em especial, se γ for complexo, a forma (11) mostra que a propagação conserva o seu carácter ondulatório. A substituição de

$$\varphi = \varphi_0 \, e^{j\omega t - \gamma z}$$

em (6) mostra que se trata duma sua solução desde que se ponha

$$\gamma^2 = k_c^2 + j\,\omega\,\sigma\,\mu - \omega^2\,\varepsilon\,\mu = k_c^2 + \gamma_0^2 \qquad (12)$$

Novamente aqui, se se considerar o sistema indefinido na direcção do eixo dos z com as fontes muito afastadas no sentido dos $z < 0$ e a propagação no sentido dos z crescentes, tem que se rejeitar por razões físicas uma segunda solução da forma

$$e^{j\omega t + \gamma z} \qquad (13)$$

Destas várias considerações se conclui que qualquer dos componentes de $\overline{E}$ é da forma

$$E_i = f\,(x\,,\,y)\;\varphi_0\;e^{j\omega t - \gamma z}$$

e portanto o próprio vector

$$\overline{E} = E_x\,\overline{i} + E_y\,\overline{j} + E_z\,\overline{k}$$

é da forma geral

$$\left.\begin{array}{l} \overline{E} = \overline{f}\,(x, y)\;e^{j\omega t - \gamma z} \\ \text{Anàlogamente} \\ \overline{H} = \overline{g}\,(x, y)\;e^{j\omega t - \gamma z} \end{array}\right\} \qquad (14)$$

Em (14) $\overline{f}$ e $\overline{g}$ são funções vectoriais ùnicamente das coordenadas transversais e da amplitude da excitação.

Finalmente, dado que a forma de variação em t que se adoptou é independente das coordenadas espaciais, a sua substituição nas equações de Maxwell leva a escrevê-las, em amplitudes complexas, subentendendo o factor $e^{j\omega t}$ comum a ambos os membros, na forma

$$\left.\begin{array}{ll} \nabla \times \overline{E} = -\,j\,\omega\,\mu\,\overline{H} & (a) \\ \nabla \times \overline{H} = (\sigma + j\,\omega\,\varepsilon)\,\overline{E} & (b) \end{array}\right\} \qquad (15)$$

Esta nova escrita das equações de Maxwell não afecta as condições fronteiras (3 — 5 e 6), excepto que, no caso dos condutores perfeitos, das condições (3 — 6) agora só uma é independente [1].

Por outro lado, para campos harmónicos no tempo pode-se deduzir um novo teorema de energia; basta para isso tomar o complexo conjugado de (15 — b) e formar o vector

$$\overline{H}^* \,.\, \nabla \times \overline{E} - \overline{E} \cdot \nabla \times \overline{H}^* = \nabla \,.\, (\overline{E} \times \overline{H}^*)$$

vindo, após integração em V,

$$\frac{1}{2}\int_s \overline{n}\,.\,(\overline{E} \times \overline{H}^*)\;ds = -\,\frac{1}{2}\int_v \overline{E}\,.\,\overline{J}^*\;dv - \\ - j\,\omega \int_v \left(\mu\,\frac{|H|^2}{2} - \varepsilon\,\frac{|E|^2}{2}\right) dv \qquad (16)$$

em que o factor $^1/_2$ provém de se tomarem valores máximos.

Em (16) os termos

$$\int_v \frac{\mu\,|H|^2}{2}\,dv \quad \text{e} \quad \int_v \frac{\varepsilon\,|E|^2}{2}\,dv$$

representam respectivamente as energias médias magnética e eléctrica acumuladas em V; o termo $\frac{1}{2}\int_v \overline{E}\,.\,\overline{J}^*\,dv$ representa o trabalho médio dispendido por segundo pelas correntes impressas. Pode-se então definir um novo vector de Poynting.

$$\overline{P} = \frac{1}{2}\left(\overline{E} \times \overline{H}^*\right) \qquad (17)$$

cujo integral em S da sua parte real representa o fluxo médio por segundo de energia através

(1) Referência [6], pág. 194.

de S. Em especial, num troço de guia limitado por duas secções transversais S_1 e S_2 e desprovidos de fontes e de perdas é

$$\frac{1}{2}\int_S \bar{n}\,.\,\mathrm{Re}\,[\bar{E}\times\bar{H}^*]\,ds =$$
$$= \frac{1}{2}\int_{S_1} \bar{n}\,.\,\mathrm{Re}\,[\bar{E}\times\bar{H}^*]\,ds_1 +$$
$$+ \frac{1}{2}\int_{S_2} \bar{n}\,.\,\mathrm{Re}\,[\bar{E}\times\bar{H}^*]\,ds_2 = 0$$

e portanto os integrais em S_1 e S_2 são iguais e de sinais opostos representando um deles a energia que penetra no troço de guia e o outro a que sai desse troço; resulta daqui que qualquer desses integrais representa a energia transportada no guia por segundo.

6 — Soluções nas Coordenadas Transversais

6.1 — *Expressão das componentes transversais em função das componentes longitudinais dos campos.*

No caso que se considera aqui, isto é, o de guias com estrutura cilíndrica, a obtenção de soluções nas coordenadas transversais é muito facilitada, como se irá vendo posteriormente, se se exprimir as componentes transversais dos campos em função das componentes longitudinais.

Então, pondo

$$\begin{aligned} \bar{E} &= \bar{E}_T + \bar{k}\,E_z \\ \bar{H} &= \bar{H}_T + \bar{k}\,H_z \end{aligned} \qquad (1)$$

em que $\bar{E}_T$ e $\bar{H}_T$ são as componentes transversais e $\bar{k}\,E_z$ e $\bar{k}\,H_z$ são as componentes longitudinais, substituindo estas decomposições de $\bar{E}$ e $\bar{H}$ nas equações de Maxwell (4-15) e atendendo à linearidade do operador ∇, vem

$$\left.\begin{aligned} &\nabla\times\bar{E}_T + \nabla\times\bar{k}\,E_z = \\ &= -j\omega\mu\,(\bar{H}_T + \bar{k}\,H_z) \qquad (a) \\ &\nabla\times\bar{H}_T + \nabla\times\bar{k}\,H_z = \\ &= (\sigma + j\omega\varepsilon)\,(\bar{E}_T + \bar{k}\,H_z) \qquad (b) \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

Vão-se agora separar as equações (2) nas suas partes transversal e longitudinal.

Note-se em primeiro lugar que o operador ∇ é de carácter vectorial e que se comporta portanto como um vector; por outro lado, em coordenadas cilíndricas[1] o operador pode-se escrever

$$\nabla = \nabla_T + \bar{k}\,\frac{\partial}{\partial z} \qquad (3)$$

em que ∇_T é um operador idêntico a ∇ mas só actuando através das coordenadas transversais. Mas o operador $\frac{\partial}{\partial z}$ reduz-se a $-\gamma$ em face de expressões do tipo (5-14) e portanto (3) pode-se escrever

$$\nabla = \nabla_T - \gamma\,\bar{k} \qquad (4)$$

Então, dado o carácter vectorial de ∇, o termo $\nabla\times\bar{k}\,E_z$ representa um vector totalmente transversal (o vector resultante do produto externo de 2 vectores é sempre perpendicular a qualquer deles). Este termo pode ainda escrever-se

$$\nabla\times\bar{k}\,E_z = (\nabla\times\bar{k})\,E_z = -(\bar{k}\times\nabla)\,E_z = -\bar{k}\times\nabla E_z$$

ou ainda

$$\nabla\times\bar{k}\,E_z = -\bar{k}\times(\nabla_T - \gamma\,\bar{k})\,E_z$$
$$\nabla\times\bar{k}\,E_z = -\bar{k}\times\nabla_T\,E_z \qquad (5)$$

Quanto ao 1.º termo de (2-a) vem

$$\nabla\times\bar{E}_T = (\nabla_T - \gamma\,\bar{k})\times\bar{E}_T = \nabla_T\times\bar{E}_T - \gamma\,k\times\bar{E}_T$$

O vector $\nabla_T\times\bar{E}_T$ é puramente longitudinal (∇_T e $\bar{E}_T$ são transversais); $\bar{k}\times\bar{E}_T$ é transversal.

Tudo se passa de modo análogo para os termos da equação (2-6).

Sendo assim, a parte transversal das equações (2) vem

$$\left.\begin{aligned} &\gamma\,\bar{k}\times\bar{E}_T + \bar{k}\times\nabla_T\,E_z = j\omega\mu\,\bar{H}_T \qquad (a) \\ &\gamma\,\bar{k}\times\bar{H}_T + \bar{k}\times\nabla_T\,H_z = -(\sigma + j\omega\varepsilon)\,\bar{E}_T \qquad (b) \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

e a sua parte longitudinal

$$\left.\begin{aligned} &\nabla_T\times\bar{E}_T = -j\omega\mu\,\bar{k}\,H_z \qquad (a) \\ &\nabla_T\times\bar{H}_T = (\sigma + j\omega\varepsilon)\,\bar{k}\,E_z \qquad (b) \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

Se agora entre as equações (6) se eliminar por um lado, $\bar{H}_T$ (para o que basta aplicar a operação $\bar{k}\times$ a (6-a) e substituir o resultado em

(1) Coordenadas q_1, q_2, z, de base $\bar{q}$, $\bar{q}$, $\bar{k}$.

(6-b)) e por outro lado $\overline{E}_T$ (de modo análogo) vem, tendo em conta (5-9),

$$\left.\begin{aligned}\overline{E}_T &= \frac{\gamma}{\gamma^2-\gamma_0^2}\left[-\nabla_T E_z + \frac{\gamma_0}{\gamma} Z_0\, \overline{k} \times \nabla_T H_z\right]\\ \overline{H}_T &= \frac{\gamma}{\gamma^2-\gamma_0^2}\left[-\nabla_T H_z - \frac{\gamma_0}{\gamma}\frac{1}{Z_0}\, \overline{k} \times \nabla_T E_z\right]\end{aligned}\right\} (8)$$

em que Z_0 é a impedância de onda da onda plana uniforme no meio (ε, μ, σ) indefinido (v. Apêndice I).

As equações (8) exprimem as componentes transversais dos campos nas componentes longitudinais; conhecidas estas últimas, aquelas são determinadas de modo completo. Assim, reduziu-se o problema de achar um campo electromagnético ($\overline{E}$, $\overline{H}$) ao de procurar obter dois escalares (E_z e H_z), o que constitue certamente uma simplificação do problema.

6.2 — *Modos de propagação*

A simplificação obtida por intermédio das equações (5.1-8) pode ser levada mais longe se se considerar que cada uma delas se pode desdobrar em duas, definindo dois tipos de propagação: um em que seja $H_z \equiv 0$ e outro em que se põe $E_z \equiv 0$. Ver-se-á depois, pelo tipo de soluções a que E_z e H_z devem satisfazer (respectivamente nos casos em que se pôs $H_z \equiv 0$ ou $E_z \equiv 0$), que, na ausência de perdas nos condutores que limitam o guia, esta subdivisão é perfeitamente justificável visto que conduz a modos de propagação fìsicamente independentes.

Então, com $H_z \equiv 0$, vem

$$\left.\begin{aligned}\overline{E}_T &= -\frac{\gamma}{\gamma^2-\gamma_0^2}\nabla_T E_z\\ \overline{H}_T &= \frac{\gamma_0}{\gamma}\frac{1}{Z_0}\,\overline{k} \times \overline{E}_T\end{aligned}\right\} (1)$$

Às soluções obtidas neste caso chama-se modos de propagação E ou TM — ou simplesmente modos E ou TM [1].

Com $E_z \equiv 0$ vem

$$\left.\begin{aligned}\overline{H}_T &= -\frac{\gamma}{\gamma^2-\gamma_0^2}\nabla_T H_z\\ \overline{E}_T &= \frac{\gamma_0}{\gamma} Z_0\, \overline{k} \times \overline{H}_T\end{aligned}\right\} (2)$$

(1) Do inglês «Transverse Magnetic [field]».

A designação é agora de modos H ou TE [1]

As segundas equações de (1) e (2) mostram que tanto para os modos H como para os modos E é $\overline{E}_T$ normal a $\overline{H}_T$. Na realidade é sempre $\overline{E}$ normal a $\overline{H}$ em qualquer dos tipos de modos; efectivamente, tomando por exemplo os modos E em que $\overline{H} = \overline{H}_T$ e $\overline{E} = \overline{E}_T + \overline{k} E_z$, dado que tanto $\overline{E}_T$ como $\overline{k} E_z$ são perpendiculares a $\overline{H}_T$, será certamente $\overline{E}$ perpendicular a $\overline{H}$.

6.3 — *Equações de onda em E_z e H_z; condições fronteira.*

Para obter estas equações de onda vai-se partir das equações (6.1-7). Considerando modos E ($H_z \equiv 0$), o membro da esquerda de (6.1—7-b) vem, atendendo a (6.2—1),

$$\nabla_T \times \overline{H}_T = \nabla_T \times \left(\frac{\gamma_0}{\gamma}\frac{1}{Z_0}\,\overline{k} \times \overline{E}_T\right)$$

Aplicando as regras do triplo produto externo e notando que $\overline{k}$ é um vector constante e normal a ∇_T vem

$$\nabla_T \times \overline{H}_T = \frac{\gamma_0}{\gamma}\frac{1}{Z_0}\,\overline{k}\,(\nabla_T \cdot \overline{E}_T)$$

ou ainda, substituindo $\overline{E}_T$ pelo seu valor dado em (6.2—1)

$$\nabla_T \times \overline{H}_T = -\frac{\gamma_0}{\gamma^2-\gamma_0^2}\frac{1}{Z_0}\,\overline{k}\,\nabla_T^2 E_z$$

Vem, finalmente (Apêndice I e (5—12))

$$\nabla_T \times \overline{H}_T = -(\sigma + j\omega\varepsilon)\frac{1}{k_c^2}\,\overline{k}\,\nabla_T^2 E_z$$

Substituindo $\nabla_T \times \overline{H}_T$ por este valor em (6.1 — — 7-b), vem por fim

$$\nabla_T^2 E_z + k_c^2 E_z = 0 \qquad (1)$$

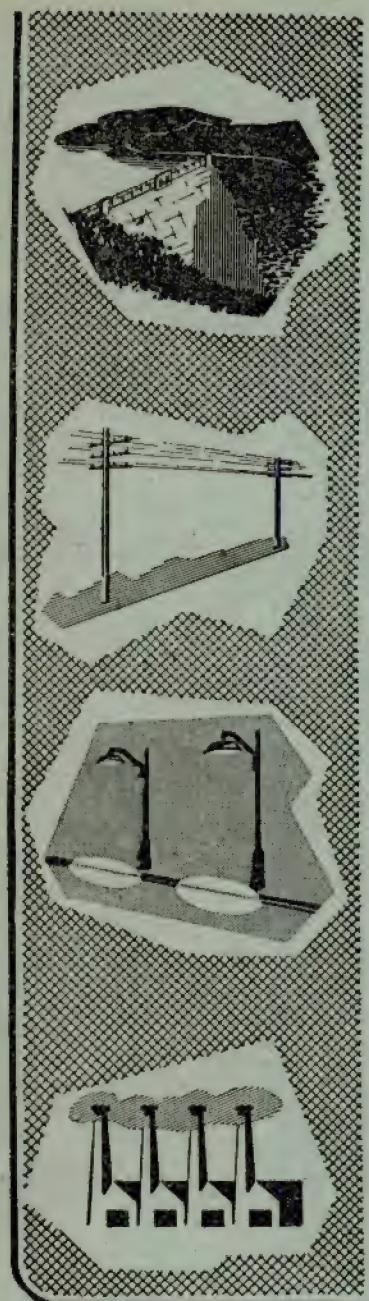
Anàlogamente viria para os modos H ($E_z \equiv 0$)

$$\nabla_T^2 H_z + k_c^2 H_z = 0 \qquad (2)$$

(1) e (2) são as equações de ondas pretendidas.

As condições fronteira suficientes apropriadas a estas equações de onda na transição do meio

(1) Do inglês «Transverse Electric [field]».



CABOS PARA MINAS

★ GRANDE RESISTÊNCIA À ABRASÃO

★ EXCELENTES PROPRIEDADES ELÉCTRICAS

★ ALTA FLEXIBILIDADE

★ RESISTÊNCIA À TRACÇÃO

★ PROTECÇÃO CONTRA O FOGO

★ SUPERIOR DURAÇÃO

ESCRITÓRIO • R. RODRIGO DA FONSECA, 62, R/C. • LISBOA
FÁBRICA • ESTRADA AJUDA - QUELUZ PORTELA D'AJUDA • LISBOA - C

DA AVILA
CABOS ELECTRICOS

DA 853

PO/SG/4

O ferro "G.E." tem uma resistência mecânica próxima do aço e uma resistência ao desgaste igual ao ferro fundido. Como no caso dêste último, êle pode ser vasado em peças com contornos bem definidos; possue, dentro de certos limites, propriedades auto-lubrificantes, permite um bom e facil acabamento nas máquinas-ferramenta e tem substituído com vantagem o aço vasado, no fabrico de rodas dentadas — desde a pequena roda de engrenagem dos redutores de velocidade até às rodas de grande diâmetro, empregadas no acionamento de máquinas para fabrico de papel — de grandes moinhos para moenda de matérias minerais — de fornos de cimento, etc. Resultados comprovados mostram que para um determinado desenho de peça, o ferro "G.E." durará e resistirá, quasi sempre, mais do que o aço vasado.

Por exemplo : Uma coroa dentada de uma roda motora de uma ponte rolante não apresentava qualquer desgaste apreciável, mantendo os dentes o seu perfil normal — depois de três anos e meio de serviço constante.

O ferro "G.E." (ferro fundido com grafite esferoidal) é fabricado sob licença, ao abrigo de patentes registadas em nome de The Mond Nickel Company Ltd.

EM PORTUGAL ESTÁ LICENCIADA PARA A PRODUÇÃO DE FERRO "G.E." A FIRMA:

Alfredo Alves & Cª (Filhos), Venda Nova e Lisboa.

MOND NICKEL

THE MOND NICKEL COMPANY LIMITED, THAMES HOUSE, MILLBANK LONDON, S.W.1

dieléctrico que preenche o guia para a parede do guia (formada por um condutor perfeito) são

$$\text{modos E (equação (1))} \quad E_z = 0$$
$$\text{modos H (equação (2))} \quad \frac{\partial H_z}{\partial n} = 0 \qquad (3)$$

(V. Apêndice II).

6.4 — *Funções próprias e valores próprios das equações de onda; ortogonalidade das funções próprias* [1]

As equações (6.3 — 1 e 2) são da forma

$$\nabla_T^2 \psi + k_c^2 \psi = 0 \qquad (1)$$

com condições fronteira do tipo

$$\psi = 0 \quad \text{ou} \quad \frac{\partial \psi}{\partial n} = 0 \qquad (2)$$

Equações desta forma associadas a estes tipos de condições fronteira só são satisfeitas por valores discretos (ainda que em número infinito) da constante k_c^2. A estes valores de k_c^2 dá-se o nome de valores próprios do operador ∇_T^2 e às soluções de (1) correspondentes dá-se o nome de funções próprias do operador ∇_T^2.

Estes valores próprios, em certas condições, são os mínimos de

$$F[\phi] = -\frac{\int_S \phi \, \nabla_T^2 \phi \, ds}{\int_S \phi^2 \, ds} \qquad (3)$$

que se obtêm quando ϕ é substituído pela função própria correspondente. Este facto constitui a base do método variacional para determinação dos valores próprios do operador ∇_T^2.

Uma propriedade muito importante destas funções próprias é a sua ortogonalidade. Esta propriedade das soluções de equações do tipo (1) quando aplicada às soluções das equações (6.3 — — 1 e 2) permite mostrar a ortogonalidade dos modos de propagação nos guias e portanto a independência do ponto de vista físico desses modos uns em relação aos outros[2], independência essa que se traduz, entre outros factos, pela independência da potência transportada em cada modo de propagação (alínea 6.5).

(1) Sobre este assunto ver, por exemplo, referência [9], págs. 50 ff.

(2) Referência [9], págs. 58-59.

Então, para demonstrar a ortogonalidade das funções próprias de (1) submetida a condições fronteira do tipo (2), vai-se partir do teorema de Green (a 2 dimensões, simétrico) estendido a uma secção transversal do guia (região limitada em consideração):

$$\int_S (\phi \nabla_T^2 \psi - \psi \nabla_T^2 \phi) \, ds = \int_L \left(\phi \frac{\partial \psi}{\partial n} - \psi \frac{\partial \phi}{\partial n} \right) dl \qquad (4)$$

Se forem agora ψ_i correspondente a $k_{c_i}^2$ e ψ correspondente a $k_{c_j}^2$ duas soluções de (1) para os valores próprios $k_{c_i}^2$ e $k_{c_j}^2$, o teorema de Green escreve-se

$$\int_S (\psi_j \nabla_T^2 \psi_i - \psi_i \nabla_T^2 \psi_j) \, ds = \int_L \left(\psi_j \frac{\partial \psi_i}{\partial n} - \psi_i \frac{\partial \psi_j}{\partial n} \right) dl$$

ou ainda, visto ψ_i e ψ_j satisfazerem a (1),

$$\int_S (k_{c_i}^2 - k_{c_j}^2) \psi_i \psi_j \, ds = \int_L \left(\psi_j \frac{\partial \psi_i}{\partial n} - \psi_i \frac{\partial \psi_j}{\partial n} \right) dl$$

Mas, como tanto para ψ_i como para ψ_j uma das condições fronteira (2) deve ser satisfeita, vem

$$(k_{c_i}^2 - k_{c_j}^2) \int_S \psi_i \psi_j = 0$$

o que para $k_{ci} \neq k_{c_j}$ demonstra a ortogonalidade das duas funções próprias ψ_i e ψ_j soluções de (1) sobre a secção transversal do guia (região a que estão limitadas).

Se várias funções próprias corresponderem ao mesmo valor próprio, isto é, se para k_{c_i} existirem soluções $\psi_{i_1}, \psi_{i_2}, \ldots \psi_{i_p}$ linearmente independentes, caso em que se diz que há degenerescência, é ainda

$$\int_S \psi_{i_k} \psi_j \, ds = 0 \qquad k_{c_i}^2 \neq k_{c_j}^2$$

e pode-se formar, a partir de cada função ψ_{ik} uma nova função θ_{i_k} tal que

$$\int_S \theta_{i_m} \theta_{i_n} \, ds = 0 \qquad m \neq n \quad m, n = 1 \ldots p$$

6.5 — *Ortogonalidade dos modos de propagação*

Vai-se mostrar a ortogonalidade dos modos de propagação num dado guia mostrando que as componentes do mesmo nome dos campos correspondentes a 2 modos diferentes são ortogonais.

Começa-se por considerar 2 modos E (modos 1 e 2):

— componentes longitudinais (E_{z_1} e E_{z_2}):

Estas componentes são ambas soluções de (6.3 — 1) submetida à condição fronteira de ser $E_z = 0$. Vem imediatamente pelo que se disse na alínea anterior

$$\int_S E_{z1}\, E_{z2}\, ds = 0 \qquad (1)$$

— componentes transversais do campo eléctrico ($\overline{E}_{T1}$ e $\overline{E}_{T2}$):

Utiliza-se agora o teorema de Green a 2 dimensões sob a sua forma assimétrica,

$$\int_S \phi\, \nabla_T^2\, \psi = \int_L \phi\, \frac{\partial \psi}{\partial n}\, dl - \int_S \nabla_T \phi\, \nabla_T \psi\, ds \qquad (2)$$

A primeira das equações (6.2 — 1) mostra que

$$\overline{E}_T \propto \nabla_T\, E_z$$

e portanto

$$\int_S \overline{E}_{T1} \cdot \overline{E}_{T2}\, ds \propto \int_S \nabla_T\, E_{z1}\, \nabla_T\, E_{z2}\, ds$$

ou ainda, pelo teorema de Green

$$\propto \left[\int_L E_{z1}\, \frac{\partial E_{z2}}{\partial n}\, dl - \int_S E_{z1}\, \nabla_T^2\, E_{z2}\, ds \right]$$

Mas a condição fronteira $E_z = 0$ torna

$$\int_L E_{z1}\, \frac{\partial E_{z2}}{\partial n}\, dl = 0$$

e a condição de ortogonalidade (1) torna

$$\int_S E_{z1}\, \nabla_T^2\, E_{z2}\, ds = -\, k_{c2}^2 \int_S E_{z1}\, E_{z2}\, ds = 0$$

Portanto

$$\int_S \overline{E}_{T1} \cdot \overline{E}_{T2}\, ds = 0 \qquad (3)$$

— componentes transversais do campo magnético ($\overline{H}_{T1}$ e $\overline{H}_{T2}$).

A segunda das equações (6.2 — 1) mostra que $\overline{H}_T$ é proporcional a $\overline{k} \times \overline{E}_T$. Vem então

$$\int_S \overline{H}_{T1} \cdot \overline{H}_{T2}\, ds \propto \int_S (\overline{k} \times \overline{E}_{T1}) \cdot \overline{k} \times \overline{E}_{T2}\, ds =$$

$$= \int_S \overline{E}_{T2} \cdot [(\overline{k} \times \overline{E}_{T1}) \times \overline{k}]\, ds =$$

$$= \int_S \overline{E}_{T2} \cdot [(\overline{k} \cdot \overline{k})\, \overline{E}_{T1} - (\overline{k} \cdot \overline{E}_{T1})\, \overline{k}]\, ds$$

e notando que $\overline{k}$ é normal a $\overline{E}_T$, vem finalmente

$$\int_S \overline{H}_{T1} \cdot \overline{H}_{T2}\, ds \propto \int_S \overline{E}_{T1} \cdot \overline{E}_{T2} = 0 \qquad (4)$$

em que se atendeu a (3).

Sejam agora 2 modos H (modos 1 e 2):

Precisamente da mesma maneira que para 2 modos E, vem

$$- \int_S H_{z1} \cdot H_{z2}\, ds = 0 \qquad (5)$$

$$- \int_S \overline{H}_{T1} \cdot \overline{H}_{T2}\, ds = 0 \qquad (6)$$

$$- \int_S \overline{E}_{T1} \cdot \overline{E}_{T2}\, ds = 0 \qquad (7)$$

Finalmente, sejam um modo E e um modo H:

— componentes longitudinais

$$(E_{zE},\ E_{zH},\ H_{zE},\ H_{zH})$$

Para estas componentes vem logo

$$\int_S E_{zE}\, E_{zH}\, ds = \int_S H_{zE}\, H_{zH}\, ds = 0 \qquad (8)$$

por serem $E_{zH} = H_{zE} \equiv 0$ pela própria maneira como foram construídos os modos.

— componentes transversais do campo eléctrico ($\overline{E}_{TE}$, $\overline{E}_{TH}$):

As equações (6.2 — 1 e 2) permitem escrever

$$\int_S \overline{E}_{TE} \cdot \overline{E}_{TH}\, ds \propto \int_S \left[\nabla_T E_z \cdot (\overline{k} \times \nabla_T H_z) \right] ds$$

que a identidade

$$\nabla_T \cdot (\phi\, \overline{A}) = \phi\, (\nabla_T \cdot \overline{A}) + \overline{A} \cdot \nabla_T \phi$$

com

$$\phi = E_z \quad \text{e} \quad \overline{A} = \overline{k} \times \nabla_T\, H_z$$

permite transformar em

$$\int_S \overline{E}_{TE} \cdot \overline{E}_{TH}\, ds \propto \left[\int_S \nabla_T \cdot [E_z\, (\overline{k} \times \nabla_T\, H_z)]\, ds - \int_S E_z\, [\nabla_T \cdot (k \times \nabla_T\, H_z)]\, ds \right]$$

Mas

$$\int_S \nabla_T \cdot [E_z\, (\overline{k} \times \nabla_T\, H_z]\, ds =$$

$$= \int_L E_z\, (\overline{k} \times \nabla_T\, H_z)\, dl = 0$$

pela condição fronteira aplicável aos modos E; e

$$\int_S E_z\, \nabla_T \cdot (\overline{k} \times \nabla_T\, H_z)\, ds =$$

$$= \int_S E_z\, [(\nabla_T \times k) \cdot \nabla_T\, H_z - (\nabla_T \times \nabla_T\, H_z) \cdot \overline{k}]\, ds = 0$$

tendo aplicado aqui a identidade

$$\nabla_T . (\overline{A} \times \overline{B}) = (\nabla_T \times \overline{A}) . \overline{B} - (\nabla_T \times \overline{B}) . A$$

com

$$\overline{A} = \overline{k} \quad e \quad \overline{B} = \nabla_T H_z$$

e notando que $\overline{k}$ é um vector constante, o que anula o primeiro integral, e que $\nabla_T \times \nabla_T = 0$, o que anula o segundo.

É portanto

$$\int_S \overline{E}_{T_E} . \overline{E}_{T_H} \, ds = 0 \qquad (9)$$

— componentes transversais do campo magnético $(\overline{H}_{T_E}, \overline{H}_{T_H})$:

Para estas viria de modo idêntico

$$\int_S \overline{H}_{T_E} . \overline{H}_{T_H} \, ds = 0 \qquad (10)$$

Das expressões (1) e (3) a (10) conclui-se a ortogonalidade dos modos de propagação num mesmo guia, e que portanto os vários modos são fìsicamente independentes. Deste facto decorrem duas consequências importantes: (i) uma distribuição complexa de campos propagando-se no interior dum guia pode ser decomposta em modos de propagação característicos (ou próprios) do guia — em número finito ou infinito. (ii) Como corolário da anterior, a potência total transportada por vários modos propagando-se simultâneamente num guia é dada pela soma das potências transportadas por cada um dos modos, como se vai ver em seguida:

Sejam 2 modos quaisquer (2 modos E ou H ou um modo E e um H), modos 1 e 2.

A energia transportada por segundo no guia é dada, como se viu em 5, por

$$W_T = \frac{1}{2} \int_S \overline{n} . \mathrm{Re} [\overline{P}] = \frac{1}{2} \int_S \overline{n} . \mathrm{Re} (\overline{E} \times \overline{H}^*) \, ds$$

A forma do vector de Poynting mostra que só contribuem para a energia transportada ao longo do guia as componentes transversais dos campos; sendo assim, vem

$$W_T = \frac{1}{2} \int_S \overline{k} . \mathrm{Re} (\overline{E}_T \times \overline{H}_T^*) \, ds$$

Mas, dado que a distribuição complexa aqui encarada é, por hipótese, constituída por 2 modos, vem

$$\overline{E}_T = a_1 \overline{E}_{T_1} + a_2 \overline{E}_{T_2}$$

$$\overline{H}_T = b_1 \overline{H}_{T_1} + b_2 \overline{H}_{T_2}$$

Então

$$W_T = \frac{1}{2} \mathrm{Re} \Big[\int_S \overline{k} \, [a_1 b_1^* (\overline{E}_{T_1} \times \overline{H}_{T_2}^*) + a_1 b_2^* (\overline{E}_{T_1} \times \overline{H}_{T_2}^*) + a_2 b_1^* (\overline{E}_{T_2} \times \overline{H}_{T_1}^*) + a_2 b_2^* (\overline{E}_{T_2} \times \overline{H}_{T_2})] \, ds \Big]$$

As equações (6.2-1 ou 2) mostram que é $\overline{H}_T \propto \pm (\overline{k} \times \overline{E}_T)$ e portanto

$$\int_S \overline{k} . (\overline{E}_{T_1} \times \overline{H}_{T_2}^*) \, ds \propto \pm \int_S \overline{k} . [\overline{E}_{T_1} \times (\overline{k} \times \overline{E}_{T_2}^*)] ds =$$

$$= \int_S \overline{k} . [(\overline{E}_{T_1} . \overline{E}_{T_2}^*) \overline{k}] \, ds - \int_S \overline{k} [(\overline{E}_{T_1} . \overline{k}) \overline{E}_{T_2}^*] \, ds = 0$$

visto que o 1.º integral é nulo devido à ortogonalidade dos modos e o 2.º por ser $\overline{E}_T$ normal a $\overline{k}$.

Portanto

$$W_T = \frac{1}{2} \mathrm{Re} \Big[\int_S a_1 b_1^* . \overline{k} . (\overline{E}_{T_1} \times \overline{H}_{T_1}^*) \, ds \Big] + \frac{1}{2} \mathrm{Re} \Big[\int_S a_2 b_2^* \overline{k} . (\overline{E}_{T_2} \times \overline{H}_{T_2}) \, ds \Big]$$

ou ainda

$$W_T = A \, W_{T\,(\text{modo } 1)} + B \, W_{T\,(\text{modo } 2)}$$

Este resultado é evidentemente extensível a qualquer número de modos.

6.6 — *Interpretação dos valores próprios k_c. Parâmetros característicos da propagação nos guias*

Resta agora dar interpretação física aos valores próprios das equações de onda em E_z e H_z (6.3-1 e 2) e definir e obter alguns parâmetros característicos da propagação nos guias.

Note-se em primeiro lugar que soluções funções próprias reais para aquelas equações de onda implicam valores próprios (k_c^2) positivos e portanto k_c reais. Efectivamente, a forma assimétrica do teorema de Green (6.5-2) leva a escrever

$$\int_S \psi_i \nabla_T^2 \psi_i \, ds = \int_L \psi_i \frac{\partial \psi_i}{\partial n} - \int_S (\nabla_T \psi_i)^2 \, ds$$

em que ψ_i é uma daquelas soluções, correspon-

dente ao valor próprio $k_{c_i}^2$; então, atendendo ainda às condições fronteira para ψ_i, vem

$$k_{c_i}^2 \int_S \psi_i^2 \, ds = \int_S (\nabla_T \psi_i)^2 \, ds$$

e, como nesta última expressão, para ψ_i real, qualquer dos integrais é positivo e não nulo — o que corresponderia a uma solução trivial de (6.4-1), sem interesse — conclui-se que $k_{c_i}^2 > 0$.

Mas viu-se em 4 que $k_c^2 = \gamma^2 - \gamma_0^2$; portanto $\sqrt{\gamma^2 - \gamma_0^2}$ deve ser real. Com $\gamma = \alpha + j\beta$ à semelhança de $\gamma_0 = \alpha_0 + j\beta_0$, o processo mais simples de satisfazer àquela condição é pôr $\alpha_0 = \alpha = 0$. A condição $\alpha_0 = 0$ implica considerar desprovido de perdas o meio dieléctrico em que se efectua a propagação (isto é $\sigma = 0$). A propagação far-se-á assim sem atenuação. Normalmente, e em primeira aproximação, esta hipótese é aceitável para os meios dieléctricos utilizados mais comumente no preenchimento de guias.

Deste modo vem por (5-10)

$$\beta_0 = \omega \sqrt{\varepsilon \mu} = \frac{\omega}{v_0} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \qquad (1)$$

em que $\lambda_0 = v_0 / f$ é o cumprimento de onda da onda plana uniforme em meio dieléctrico (ε, μ) ilimitado ($f = \omega / 2\pi$ é a frequência).

Se agora, por semelhança com β_0, se puzer

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_g} \qquad (2)$$

em que λ_g é agora o comprimento de onda correspondente à frequência f no interior do guia preenchido pelo dieléctrico (ε, μ) vem

$$k_c^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)^2 - \left(\frac{2\pi}{\lambda_g}\right)^2$$

Esta expressão mostra que k_c tem as dimensões do inverso dum comprimento de onda. Pode-se então escrever

$$k_c = \frac{2\pi}{\lambda_c} \qquad (3)$$

e portanto

$$\left(\frac{2\pi}{\lambda_g}\right)^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)^2 - \left(\frac{2\pi}{\lambda_c}\right)^2 \qquad (4)$$

Mas tanto as constantes de fase β e β_0 como k_c são reais, as primeiras por hipótese, o último como se viu acima. Este facto implica que deve ser

$$\lambda_0 < \lambda_c$$

para que haja propagação. Efectivamente, se $\lambda_0 > \lambda_c$ então, por (4), λ_g, e portanto β, vêm imaginários e o factor $e^{\gamma z} = e^{-j\beta z}$ transforma-se num factor do tipo $e^{-\alpha z}$ que mostra que a distribuição é atenuada sem variação de fase (no espaço) no interior do guia. Portanto, ao passar-se de $\lambda_0 < \lambda_c$ para $\lambda_0 > \lambda_c$ deixa-se de ter propagação para se ter uma atenuação exponencial dos campos. Daqui o chamar-se a λ_c comprimento de onda de corte para o guia e o modo de propagação considerados, e ao k_c respectivo constante de corte.

A $f_c = v_0 / \lambda_c$ chama-se frequência de corte, havendo propagação para $f > f_c$ e atenuação para $f < f_c$. Vê-se assim que estas estruturas cilíndricas actuam como filtros passa-alto. Note-se que o corte abrupto só aparece na ausência total de perdas. Na presença destas, desde que sejam pequenas, verifica-se ainda um corte mas não tão pronunciado. Este assunto será tratado posteriormente.

Explicitando λ_g em (4) vem

$$\lambda_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2}} \qquad (5)$$

A velocidade de fase no guia vem

$$v_f = \lambda_g f = \frac{v_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f_0}\right)^2}} \qquad (6)$$

Vê-se que tanto λ_g como v_f são superiores às suas congéneres duma onda plana uniforme no mesmo meio dieléctrico (ε, μ). A dependência de v_f em f mostra que os guias se comportam como um meio dispersivo normal.

A velocidade de grupo[1] vem

$$v_g = \frac{d\omega}{d\beta} = \frac{v \, d\beta_0}{\frac{\beta_0}{\beta} \, d\beta_0} = \frac{\beta}{\beta_0} v = \frac{\lambda_0}{\lambda_g} v \qquad (7)$$

e

$$v_f \, v_g = \lambda_g f \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda_g} v = v^2$$

A velocidade de transporte de energia no guia é[2].

$$v_e = v_g \qquad (8)$$

Note-se finalmente que λ_c e f_c — derivados de k_c — dependem ùnicamente da geometria transversal do guia de ondas.

---

[1] Referência [1], pág. 331.

[2] Referência [9], pág. 53.

(Continua)

APARELHAGEM
DE CORTE

A figura da esquerda mostra um dos 4 paineis do equipamento auxiliar da Central Geradora de Rye House, B. E. A. Eastern Division, compreendendo um total de cento e catorze disjuntores em banho de óleo, de contactos verticais tipo QF, 150 MVA, 3,3 kV;

A figura da direita mostra: Parte da instalação exterior com barramento duplo de 33-KV, 1.000 MVA, da central acima, contendo disjuntores em banho de óleo do tipo JB.

THE **BRITISH THOMSON-HOUSTON** CO. LTD · WILLESDEN · ENGLAND
Member of the AEI group of companies

REPRESENTANTES GERAIS
GENERAL ELECTRIC PORTUGUESA
RUA DO NORTE, 5 – LISBOA • RUA SÁ DA BANDEIRA, 585 – PORTO
A 4628

DICALITE

TERRA DE DIATOMACEAS

Empregadas em

Filtração
Isolamentos térmicos
Tintas
Insecticidas, etc.

Produto da

Great Lakes Carbon Corporation

Representantes para Portugal

António Pacheco Agostinho, Lda.

Rua Rodrigues Sampaio, 15-2.º Dt.º
LISBOA
TELEFONES { 4 2160 / 5 4191

Niagara Filter

EUROPE

Fabricantes de filtros de pressão para todos os ramos da indústria, em especial para o fabrico de:

— cerveja
— açúcar
— óleos vegetais
— Tintas e vernizes
— Produtos farmacêuticos
— Sumos de frutos

etc.

Para informações mais completas consultar os representantes exclusivos:

António Pacheco Agostinho, L.da

Rua Rodrigues Sampaio, 15-2.º Dt.º

LISBOA TELEF. { 5 4191 / 4 2160

Motores asíncronos trifásicos
de gaiola e anéis
Potência até 4000 KW
Execução normal e especial para
diferentes industrias incluindo
minas de carvão, forjas, etc.
„Elektrim"
Sociedade Polaca
de Comércio Externo
para o Equipamento
Electrotécnico
15/17, Rua Czackiego
VARSÓVIA — POLÓNIA
Telegramas:
ELEKTRIM WARSZAWA

DO MUNDO TÉCNICO

REVISTA DAS REVISTAS

C. D. U. 662.93 : 552.576 (43)

Consumo de Lenhite operando num ciclone fornalha

Por R. Schulze

Por causa da elevada percentagem de matérias votacteis (acima de 45 %) e baixa percentagem de cinzas (5 a 6 % estabelecido a partir do carvão sêco ao ar) a lenhite do Reno, em bruto, é própria para queimar em fornalhas de combustível pulverizado. A inflamação é boa, queima depressa e tem uma combustão a temperatura regularmente baixa (cerca de 1:00°C). Debaixo das condições de cinzas secas com o ponto de fusão das cinzas à roda de 1100 a 1150°C o carvão está sujeito a causar consideráveis dificuldades devido à fuligem nos tubos, na câmara da fornalha e nas superfícies auxiliares de aquecimento.

Fizeram se esforços, para desenvolver uma fornalha em que as temperaturas de combustão são tão altas que o enxofre que o carvão contém será consumido completamente na totalidade das cinzas fundidas, a fim de que possam ser extraídas em estado líquido. Esta condição é encontrada tanto na câmara de combustão como no ciclone fornalha.

Temperaturas de 1650° a 1700°C são realizadas com o ciclone, desenvolvendo-se na câmara de combustão acima de $4\ 10^6$ kcal/m³.

A capacidade de consumo de lenhite é determinada essencialmente pela presença de cálcio, ácido silício, óxido de ferro e alumina. $Si\ O_2$ e $Fe_2\ O_3$ diminuem o consumo e aumentam a liquefacção; $Al_2\ O_3$ tem efeito contrário.

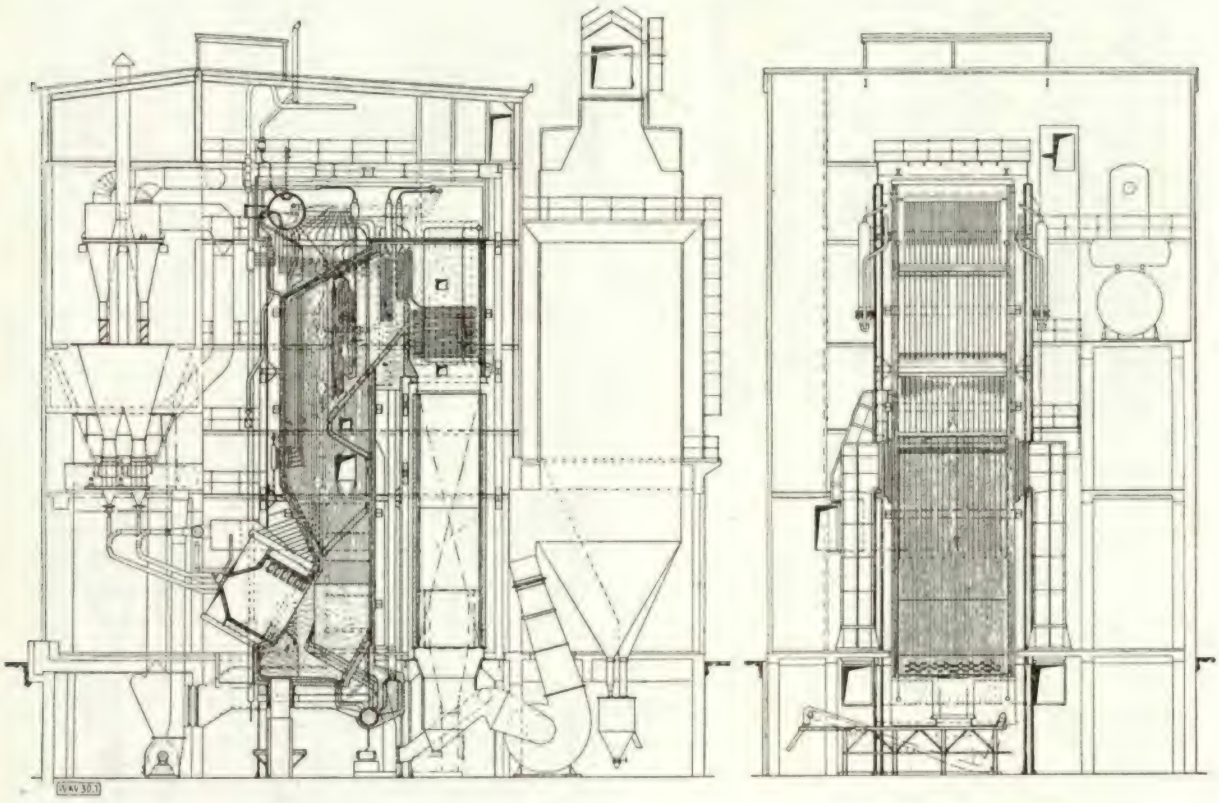


Fig. 1

A tabela que se segue mostra os principais constituintes das cinzas do carvão betuminoso e da lenhite. Em ambos a presença do ferro é de particular importância.

Constituintes	Carvão betuminoso	Lenhite
$Si\ O_2$	30 a 50 %	4 a 15 %
$Ca\ O$	1,5 a 15 %	30 a 50 %
SO_3	1 a 5 %	8 a 32 %
$Al_2\ O_3$	15 a 30 %	0,7 a 25 %
$Fe_2\ O_3$	2 a 22 %	9 a 14 %

A jorra da lenhite é quebradiça; o ponto de fusão e o de liquefacção estão muito juntos. Indo abaixo da temperatura de liquefacção a jorra não se torna gradualmente pastosa, mas fica dura instantâneamente. Esta circunstância não é desejável, porque impede a formação duma camada vítrea nos tubos com «Studs», essencial para a protecção deles contra a mais corrosiva jorra. Estudos intensivos sobre os efeitos da jorra, levaram à conclusão duma combustão satisfatória da lenhite, numa fornalha ciclone. Numa operação contínua foi levada a cabo a conservação duma camada de cinzas de 90 a 91 %. Foram encontrados depósitos de fuligem, nas superfícies resfriadas, totalmente derretidas, apesar de nenhuma providência ter sido tomada para a sopragem da fuligem no gerador de vapor. As cinzas contidas nos gases deixando a caldeira, eram só de 0,3 gr./m³. Mesmo sem limpar os gases a quantidade de fumo emitido do gerador era insignificante.

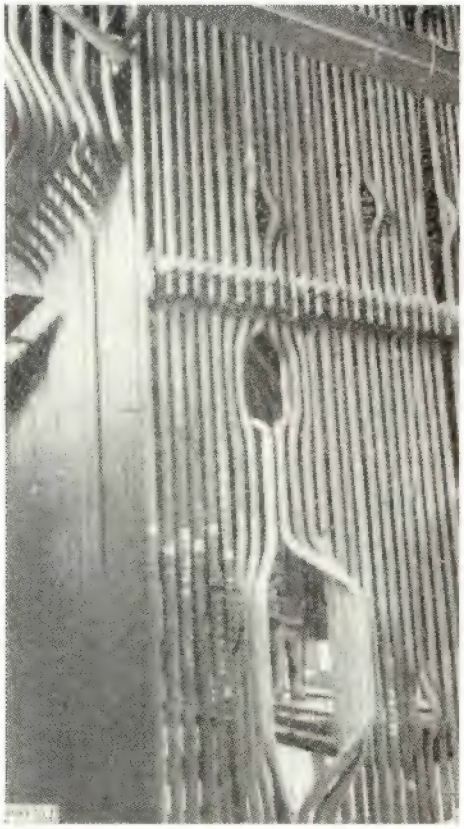


Fig. 2

A fig. 1 mostra um gerador de vapor avaliado em 50/64 t/h, 84 atms. e 500°C com ciclone de combustão. O carvão em bruto vindo das minas alimenta dois pulverizadores. Durante o processo de pulverizacão, circulam nos pulverizadores gases quentes da fornalha a cerca de 800 a 850°C, para secar o carvão. O vapor de água que se forma na extracção da humidade é retirada através dos sopradores ciclónicos. O combustível pulverizado é então conduzido através de canais de abastecimento para um depósito intermediário, e daí soprado atraves dos alimentadores de distribuição para o ciclone.

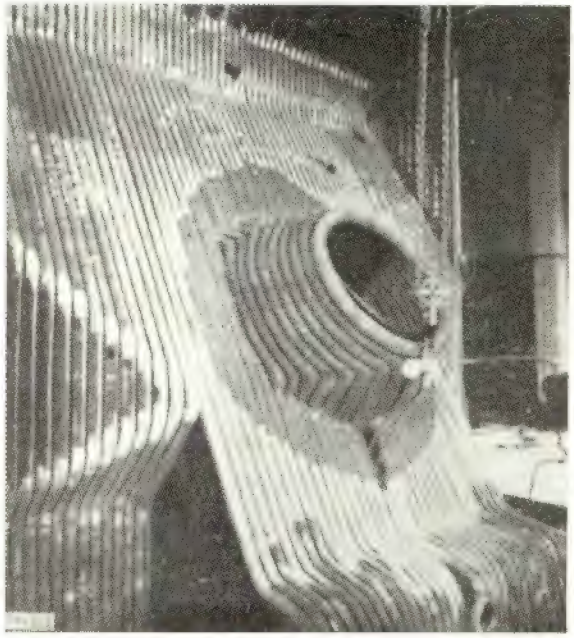


Fig. 3

O pó de carvão é introduzido tangenciaimente dentro da tampa do ciclone e é inflamado por meio duma corrente de ar à temperatura de 400 a 500°C, injectada à volta do combustível à pressão de 800 mmOH_2. O desenvolvimento específico de calor do ciclone é muito grande subindo acima de 4.10^5 kcal/m³. A combustão progride à pressão de 200 a 300 mmOH_2,

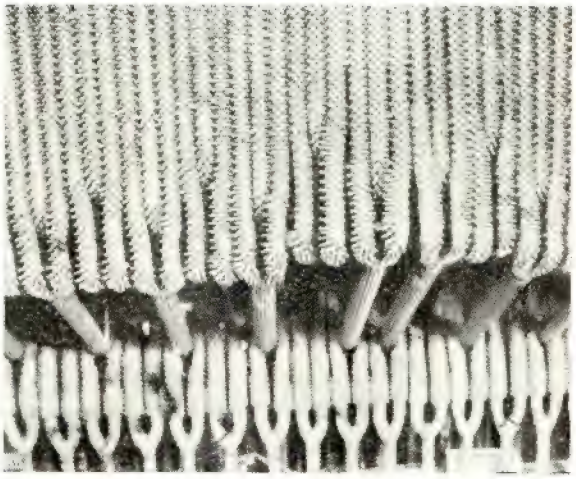


Fig. 4

no ciclone. Os gases saturados do processo de secagem, não tornam a circular através da caldeira, mas são conduzidos directamente ao precipitador electrostático a uma temperatura de 95 a 100°C. A descarga separada do gás saturado de humidade asegura nos ciclone combustões a altas temperaturas como 1650 a 1700°C, e a manutenção duma correspondente temperatura elevada dirigindo-se para o sobreaquecedor. Além disso devido à redução das perdas do gerador há um notável aumento na eficiência do aquecimento. A quantidade de produtos de combustão quentes passando através da caldeira, é consideràvelmente reduzida com a circulação separada do gás para secagem. Menor superfície de aquecimento é requerida para a transmissão do calor e o custo da caldeira é reduzido.

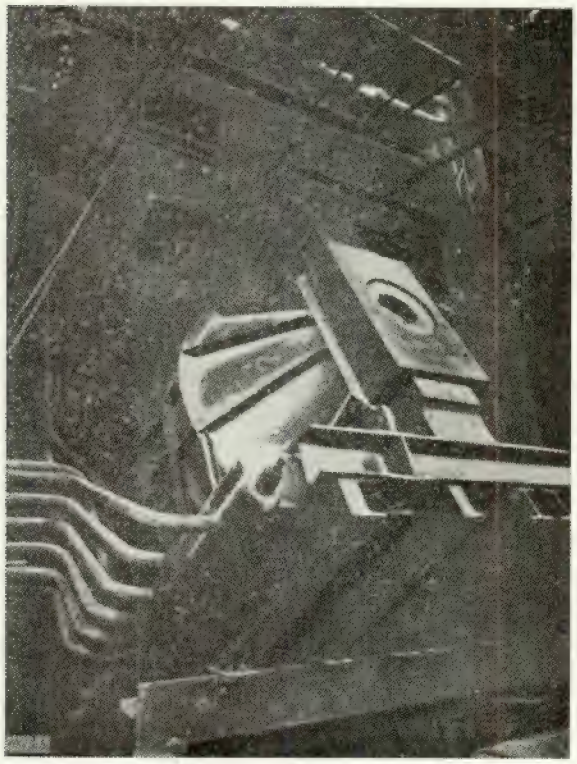


Fig. 5

A fig. 2 mostra a câmara tercearia duma destas caldeiras durante a erecção. É claramente visível a grande abertura de extracção de gases para os pulverizrdores, para secagem do combustível. Dentro da câmara terceária os tubos com «studs» aumentam a superfície de transmissão.

A fig. 3 mostra a parede da frente duma caldeira durante a erecção, com a garganta do ciclone guarnecido com «studs» ligada à parede fronteira da tubagem de água. A parede falsa da câmara secundária, juntamente com o «écran» recoberto, entre esta câmara e a câmara terceária é visível na fig. 4.

A fig. 5 mostra o ciclone colocado no seu lugar.

(Da «Modern German Boiler Practice» — Junho de 1955).

C. D. U. 678.05

Novo aparelho de soldagem por ar quente para materiais plásticos "Leister—Kombi"

Com o aumento contínuo do emprego de materiais termoplásticos para a indústria aumentou-se também a procura de aparelhos que possibilitam uma soldagem rápida e impecável de peças de plástico.

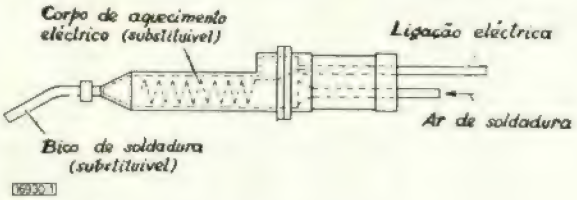


Fig. 1

Aparelho de soldar, de ar aquecido eléctricamente. Ao aparelho faz-se chegar o ar (1 000 a 1.500 litros/hora, até 0,5 atm.), que ao passar pelo elemento de aquecimento eléctrico, aquece até à temperatura necessária

Uma firma alemã construiu uma pistola de soldagem por ar quente, marca «Leister», regulável, que consiste de um soprador com motor eléctrico e resistência de aquecimento.

Além de trabalhos de soldagem em materiais termoplásticos (PVC macio e duro, Polietilena, Poliamide, Poliisobutilena, Polimetacrylat) pode-se também formar tubos termoplásticos e perfis.

A temperatura de ar quente à distância de 5 mm do bico é de 180-220-260°C na primeira graduação, e de 350-400-500°C na segunda graduação.

Até hoje o uso de aparelhos de soldagem de ar quente necessitavam de compressores ou sopradores e os respectivos tubos para condução do ar que incomodavam o transporte e o trabalho do aparelho. O novo aparelho «Leister — Kombi» é pequeno, prático e muito leve e pode ser ligado a qualquer tomada eléctrica produzindo já, depois de 2 minutos, quantidade de ar quente suficiente para qualquer trabalho do género. Qualquer operário ou técnico pode levar fàcilmente o aparelho consigo na sua pasta, de ma-

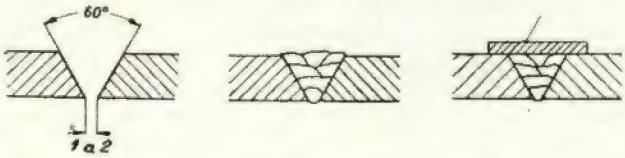


Fig. 2 — Reparação de uma soldadura em V

Fig. 3 — Costura em V soldada

Fig. 4 — Costura V com cinta de reforço sobreposta e soldada

neira que o «Leister — Kombi» é o aparelho ideal para montagem. No uso nas oficinas este aparelho tornou-se indispensável devido à alta reserva do motor de precisão que elimina um sobrecarregamento.

Dados técnicos:

220 volts corrente alterna e contínua, primeira graduação 250 Watts, segunda graduação 400 Watts, cabo de ligação e ficha Schuko. Pega de material Nylon, ponta com o bico de aço superior resistente.

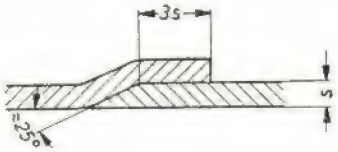


Fig. 5

Soldadura sobreposta biselada numa face

Peso 1100 gramas, velocidade de soldagem para PVC duro 300 mm p/min, para PVC macio 1000 mm p/min. O aparelho pode ser fornecido para 110 Volts e 42 Volts de tensão de protecção.

Consumidores destas pistolas:

Industrias de produção plástica — firmas que se dedicam a colocação de material plástico ou linóleo no chão, fábricas construtoras de aparelhos, canalizadores, instaladores.

Oficinas e fábricas de galvano-técnica, oficinas de douradores («Eloxal») para revestimento de tanques para banhos de cromagem, niquelagem etc. com PVC.

Também a alta indústria com próprias secções de galvano-técnica são consumidores destas pistolas «Leister», visto que com elas as reparações necessárias podem ser executadas na firma pelos próprios operários, não sendo necessário chamar especialistas.

Fábricas de cabos e companhias de telefones, cujos grupos de montagem necessitam de um aparelho prático e leve para a soldagem rápida de cabos de material plástico. A maior parte dos cabos e tubos são construídos de PVC e muitas vezes torna-se necessário fazer pequenas reparações de soldagem ainda durante o fabrico.

Fábricas de mostarda e vinagre, cujos tanques e condutores são construídos de PVC duro e são soldados.

Produtores de ácidos. Toda a indústria que trabalha com ácidos, essências e líquidos corrosivos está interessada num aparelho pequeno com alto rendimento, visto que nestes ramos de indústria todos os condutores, tanques, bacias, ventiladores, bombas, chaminés para evacuação de gases, etc, são feitos ou revestidos com PVC e precisam ser soldados.

* * *

Materiais termoplásticos	temperatura de soldar
Clorido Polyvinylo: Trovidur, Vinidur, Mipolam, Astralon, Pegulan, Plastodur	PVC duro 200-260°C PVC macio 300-500°C conforme a habilidade do soldador.
Polietilena: Hostalen, Lupolen, Alkathen, etc.	200-250°C
Polyamid: Nylon, Perlon, Ultramid, etc.	300-350°C
Polyisobutylen: Opanol . . .	300-400°C
Polymethacrylat: vidro inquebrável «Plexi»	350-400°C

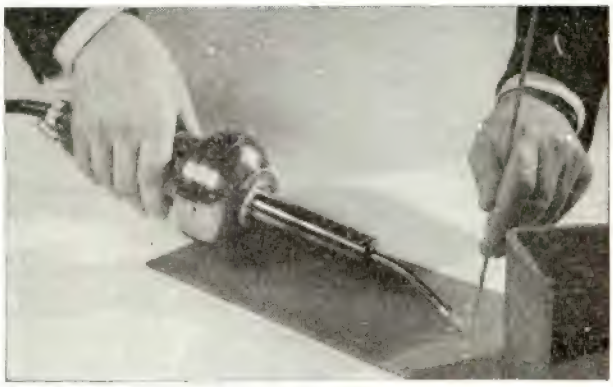


Fig. 6

Soldadura à direita com vareta de soldar

A soldagem de PVC dura é feita com um material auxiliar (fio ou arame de soldagem). A costura e o arame são aquecidos com o «Leister – Kombi» e soldados com bastante pressão. Recomenda-se limpar a costura antes com uma espátula. A resistência da costura de soldagem corresponde a 90 % da resistencia do material soldado.

PVC macio e alguns outros materiais termoplásticos podem ser soldados também sem materiais auxiliares (fios ou arames), fazendo-se costuras sobrepostas (em vez das costuras em forma de V ou X). Nestes casos o ar quente é conduzido entre a costura sobreposta apertando simultâneamente com o rolo de pressão.

Em todo o caso, a fábrica recomenda fazer experiências com pedaços pequenos antes de começar o trabalho, para poder-se obter um resultado satisfatório.

(Da "Kunststoffe" — Julho-Setembro 1957)

Serviços técnicos

Anúncio 1

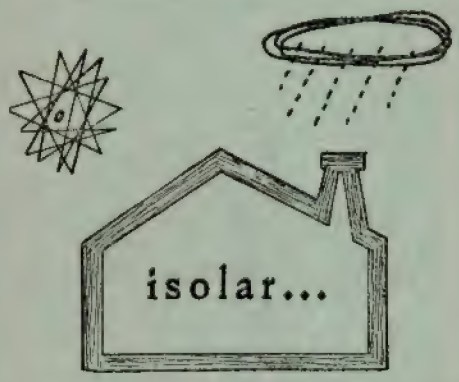
SECÇÃO DE PROPOSTAS

Em todos os estabelecimentos SKF existem técnicos e engenheiros especializados ao dispor de quem os queira consultar sobre tudo quanto diga respeito a rolamentos, bem como a prestarem toda a colaboração na escolha dos mesmos e controlar a sua montagem.

Também, para um maior desenvolvimento do seu serviço técnico, faz a SKF um constante intercâmbio entre os seus estabelecimentos de todo o mundo.

SOCIEDADE SKF LIMITADA

LISBOA, Praça da Alegria, 66-A
PORTO, Avenida dos Aliados, 152



...do calor,
frio,
ruído,
...problema resolvido:

VITROFIB

INFORMAÇÕES TÉCNICAS E COMERCIAIS

NACIONAL FIBRAS DE VIDRO, L.DA

R. Braamcamp, 15, 2.º-D. Tel: 59150 - 59124

Oficina e Laboratórios do INSTITUTO SUPERIOR TÉCNICO

As oficinas pedagógicas do Instituto Superior Técnico, de CARPINTARIA DE MOLDES, de INSTRUMENTOS DE PRECISÃO de ELECTROTECNICA, fornecem todo o género de material escolar de demonstração para o ensino técnico. Nos laboratórios de QUÍMICA-ANALÍTICA, FÍSICA INDUSTRIAL E DE MINERALOGIA executam-se análises para o público.

Para quaisquer informações, dirigir-se ao secretário da comissão executiva

ACABA DE SAIR

Manual de Hidráulica Geral

Síntese teórica

Tabelas e Ábacos

Formulário poliglota

Pelo Eng.º Armando Lencastre

Chefe da Secção de Hidráulica do L. N. E. C.

Assistente do I. S. T.

CONTÉM:

1 — Constantes físicas. Parâmetros adimensionais. Conversão de unidades

2 — Princípios gerais da Hidráulica

3 — Hidrostática

4 — Escoamentos em pressão

5 — Escoamentos em superfície livre. Regime uniforme

6 — Escoamentos em superfície livre. Regime permanente

7 — Escoamentos por orifícios

8 — Escoamentos por descarregadores

9 — Medidas hidráulicas

10 — Bombas.

EDIÇÃO DA «TÉCNICA»

PREÇO 150$00

Desconto 10 % aos assinantes

BIBLIOTECA
FICHEIRO

Classificadores responsáveis:

José Fernando Pinharanda, Alexandre Gomes Cerveira, Carlos Ramalho Carlos, Alberto Esteves Guerra, e Arménio de Oliveira Faria

---

Recortar as indicações bibliográficas que formam uma ficha e estão encimadas por CDU (Classificação Decimal Universal).

Colar cada referência num pequeno rectângulo de cartolina de 75 × 125 mm.

Ordenar pelos índices decimais, *começando da esquerda para a direita*, independentemente do número de algarismos que o índice contiver, e respeitando a seguinte regra de arrumação dos sinais auxiliares:

+ / n.os simples : [ ] = (01/09) (1/9) (=) " "A/Z — .0 .00

Consultar, em casos duvidosos, a exemplificação inserida na «Técnica» n.º 218 e seguintes, ou recorrer à Biblioteca da A. E. I. S. T.

Notar que a inserção das fichas nesta publicação respeita a ordem correcta, no intuito de a esclarecer o mais possível.

A comodidade de possuir no próprio local de trabalho um arquivo ordenado e de fácil consulta sobre assuntos que se sabe onde existem, é uma das evidentes vantagens de um ficheiro classificado segundo a CDU.

Os assuntos de que estas fichas são referência ficam patentes à consulta a partir desta data.

LIVROS

C. D. U. 624.131

Curso de Mecânica dos Solos — *Vários*

Ordem dos Engenheiras, 1955, 554 págs, 16×22.

A comissão de Mecânica dos Solos, da Ordem dos Engenheiros, realizou em 1952 um curso cuja publicação se efectuou em 1955.

Este curso, consta de quinze capítulos abrangendo a Mecânica dos Solos Geral.

A Mecânica dos Solos Aplicada, tem sido tratatada em palestras e simpósios, posteriores a este curso.

Cada capítulo, foi elaborado por um engenheiro da Comissão de Mecânica dos Solos, especialista do assunto versado no capítulo.

No primeiro capítulo, indica-se a importância da Mecânica dos Solos.

Nos seguintes, estuda-se a composição, resistência, consolidação, prospecção, classificação, compactação, estabilização e capacidade de carga dos solos, assim como o comportamento da água nestes, a drenagem, etc.

Indica-se ainda valiosa bibliografia.

Bom aspecto gráfico e encadernação. Numerosas figuras.

C. D. U. 693.55

Le calcul et la verification des ouvrages en Beton Armé — *P. Charon.*

Ed. Eyrolles, Paris, 568 págs, 16×25, 583 fig. e ábacos, 3400 gr.

O autor, depois de indicar os princípios e as hipóteses relativas ao cálculo de b. a., expõe métodos de cálculo permitindo determinar ou verificar secções de betão armado submetidas a todas as solicitações usuais.

Apresenta numerosos exemplos numéricos de aplicação dos métodos indicados, além de constituição prática das peças de b. a., determinação de deformações, etc.

Separam-se, neste livro, completamente, os cálculos de verificação, dos de determinação de secções.

Estudam-se ainda muitas aplicações especiais do b. a., muros de suporte, escadas, paredes-vigas, reservatórios, tubos, pontes, etc , também com exemplos, mapas de ferros, etc.

Constitui um bom complemento do curso de b. a., seguindo aproximadamente a mesma orientação.

Boa apresentação gráfica.

C. D. U. 518.2

Tábuas de logaritmos decimais — *Marques Teixeira.*

Marânus — Porto, 1945, págs. 190.

C. D. U. 541 (025)

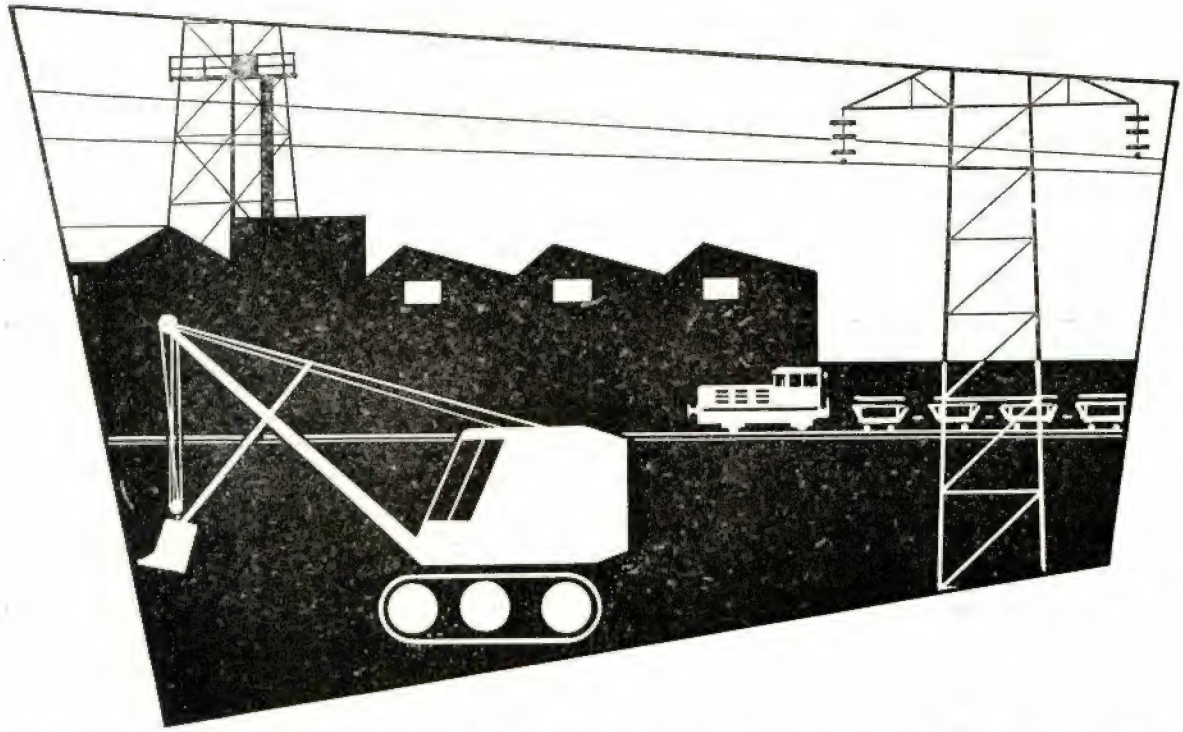
Compêndio de Química — *Egas F. Pinto Basto.*

Sá da Costa, 1937, págs. 222.

C. D. U. 621.918.003.1

Problemas da indústria de limas em Portugal — *Emp. de Limas União Tomé Feteira, Ld.ª.*

II Congresso Ind. Português, 1957, vol. 1, págs. 6.



MERCEDES-BENZ

MOTORES INDUSTRIAIS DIESEL

MOTORES PARA TODAS AS APLICAÇÕES INDUSTRIAIS
FAMOSOS EM TODO O MUNDO PELA SUA GRANDE ROBUSTÊS. ECONOMIA
DE CONSUMO E FACILIDADE DE MANUTENÇÃO
MODELOS DESDE 15 A 2.500 H. P.

EM ARMAZÉM:

MODELO M B 841 B	25 H. P. — 1.000 R. P. M.
MODELO M 202 B	55 H. P. — 1.200 R. P. M.
MODELO M 203 B	90 H. P. — 1.200 R. P. M.
MODELO M 204 B	120 H. P. — 1.200 R. P. M.

OUTROS MODELOS PARA ENTREGA MUITO RÁPIDA

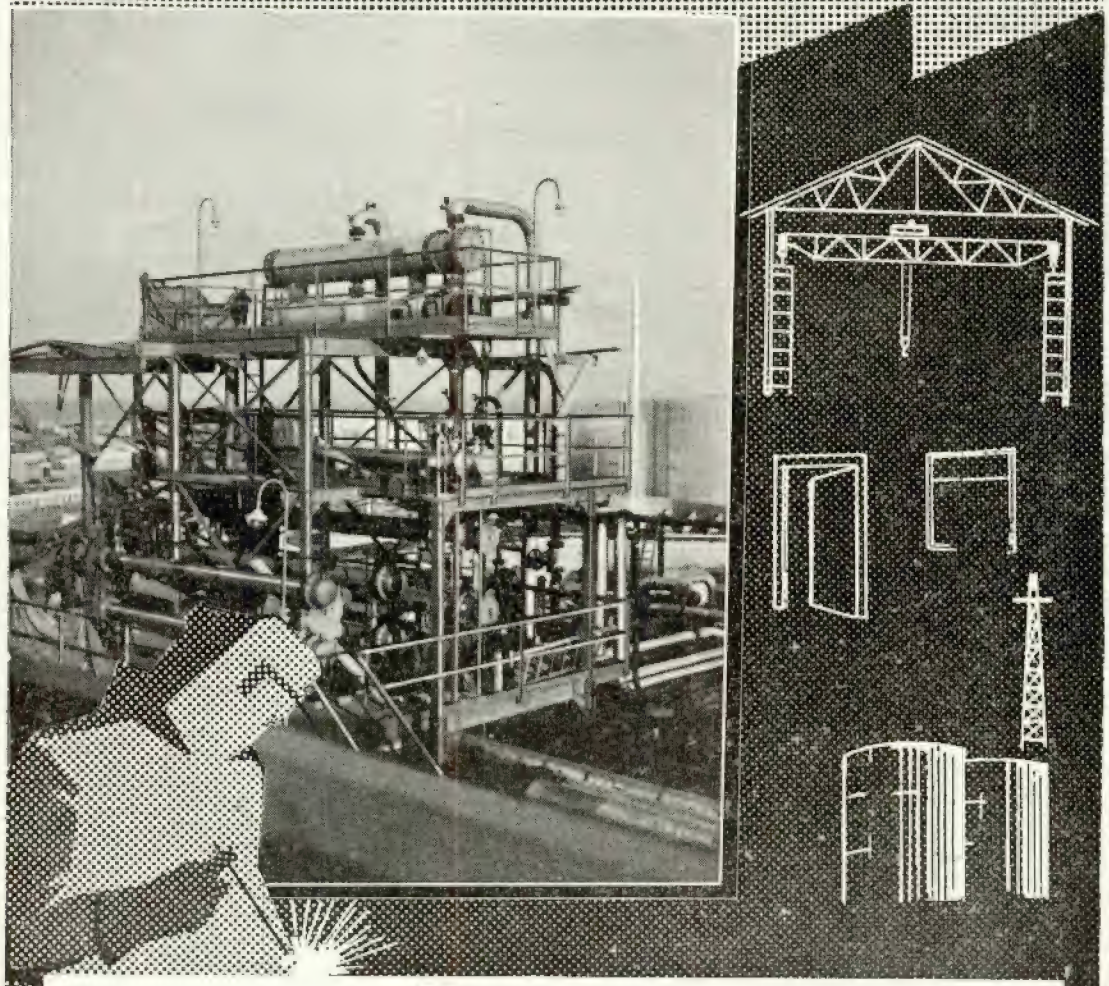
MOTORES A 4 TEMPOS - ARREFECIMENTO POR ÁGUA
ARRANQUE A AR COMPRIMIDO OU ELÉCTRICO

REPRESENTANTES C. SANTOS LDA. — DIVISÃO MARÍTIMA E TÉCNICA

29, AV. DA LIBERDADE, 41 — LISBOA
160, R. DE S.TA CATARINA, 168 — PORTO

FÁBRICA METALURGICA E CONSTRUTORA

CARAVELA, L.DA



CONSTRUÇÃO E SERRALHARIA CIVIL • ESTRUTURAS METÁLICAS
PONTES E POSTES METÁLICOS • CAIXILHARIA E PORTÕES
PONTES ROLANTES • SERRALHARIA ARTÍSTICA • CALDEIRARIA
SOLDADURA ELÉCTRICA • GALVANOPLASTIA • RADIADORES

CARAVELA L.DA

AV. INFANTE D. HENRIQUE — TALHÃO 10

TELEFONES 399008 — 399480

CABO RUIVO — LISBOA PORTUGAL

ARTIGOS DE REVISTAS

C. D. U. 620.92

Aprovechamientos hidroeléctricos en el tramo superior del rio Sil — *Sanchez Conde.*
Informes de la Construcción, 5-957, n.º 91, pág. 530-9.

C. D. U. 620 92 : 627.828

Aprovechamiento hidroeléctrico del Rio Navea.
Informes de la Construcción, 5-957, n.º 91, pág. 530-10.

C. D. U. 621 314.21.001.4

The abilty of transformers to withstand short-circuits — *E. Stenkvist.*
ASEA Journal, 1957, vol. 30, n.º 6-7, pág. 100-102

C. D. U. 621.316.573

A new circuit-breaker for small motors — *T Bergqvist.*
ASEA Journal, 1957, vol. 30, n.º 6-7, pág. 95-99.

C. D. U. 621.316.925.44

Thermal over-current relay type RVAA — *F. Gustafsson.*
ASEA Journal, 1957, vol. 30, n.º 6-7, pág. 103-108.

C. D. U. 621.317.326

Impulse Tests and measuring errors — *N. Hyltén-Cavallius.*
ASEA Journal, 1957, vol. 30, n.º 5, pág. 75-84.

C. D. U. 621.317.326

Essais de choc et erreurs de mesures — *N. Hyltén-Cavallius.*
ASEA Revue, 1957, vol. 29, n.º 4, pág. 63-72.

C. D. U. 621 335 (43)

La partie mécanique de la nouvelle rame automotrice monophasée à grande puissance, série ET 30, de la Deutsche Bundesbahn — *Lippl (E.).*
Bulletin du Congrès des Chemins de fer, n.º 5-6, Maio, Junho, 1957, pág. 345, 445.

C. D. U. 621.365.51 : 621.73

Chauffage par induction des ébauches de forge — *P. E. Hammarlund.*
ASEA Revue, 1957, vol. 29, n.º 4, pág. 73-80.

C. D. U. 621.431.72 (493)

Etablissement du projet de châssis et de caisse d'une locomotive Diesel.
Bulletin du Congrès des Chemins de fer, n.º 3, Março, 1957, p. 203.

C. D. U. 621.67

Bombas centrífugas — *Alberto Coimbra.*
Engenharia Arquitectura, 1-4-956, n.º 3, pág. 56-57.

C. D. U. 621.791.735

Stade d'évolution actuel des grupes convertisseurs de soudage Brown Boveri — *H. Kocher.*
Revue Brown Boveri, 1957, vol. 44, n.º 6-7, pág. 244-247.

C. D. U. 621.791.735 — 52

La machine automatique de soudage à deux fils et ses possibilités d'emploi — *A. Smarcan.*
Revue Brown Boveri, 1957, vol. 44, n.º 6-7, pág. 271-276.

C. D. U. 621.791.735 — 833.6

Groupes électrogènes de soudage à moteurs à essence *G. Schlüssellurg.*
Revue Brown Boveri, 1957, vol. 44, n.º 6-7, pág. 251-259.

C. D. U. 621.791.735.024

Installations de soudage en courant continu à postes multiples — *E. Larcher.*
Revue Brown Boveri, 1957, vol. 44, n.º 6-7, pág. 247-251.

C. D. U. 621.791.75 : 669.14

Le soudage à l'arc de pèces massives en aciers alliés et non alliés — *A. Lüthy* et *A. Schmid.*
Revue Brown Boveri, 1957, vol. 44, n.º 6-7, pág. 260-270.

C. D. U. 621.791.75 — 52

Rôle et action du flux dans les soudage automatique à l'arc — *A. L. Saloz, C. G. Telschow.*
Revue Brown Boveri, 1957, vol. 44, n.º 6-7, pág. 286-290.

C. D. U. 621.791.76 — 229

Dispositifs facilitant le soudage par résistance — *E. Gut.*
Revue Brown Boveri, 1957, vol. 44, n.º 6-7, pág. 295-299.

C. D. U. 621.791.763.1 : 620.1

Le contrôle des soudures par points — *R. Montandon.*
1957, vol. 44, n.º 6-7, pág. 300.

C. D. U. 621.791.92 — 52 : 621.771.2

Le rechargement automatique des cylindres de laminoirs en acier — *A. Smarcan.*
Revue Brown Boveri, 1957, vol. 44, n.º 6-7, pág. 276-285.

C. D. U. 621.791.98 : 621.78

Le traitement thermique des soudures — *K. Frauenfelder.*
Revue Brown Boveri, 1957, vol. 44, n.º 6-7, pág. 290-294.

VALENTINE

Para uma boa pintura uma boa tinta

Mais uma prova de garantia e qualidade
dos acabamentos industriais
feitos com VALENTINE

PORTO
Soc. Valentine Portuguesa, S.A.R.L.
Rua do Bolhão, 200
Tel. 2 63 44

LISBOA
Máquinas e Tintas, L.da
Rua do Alecrim, 49
Tel. 36 81 81/82

C. D. U. 62'.93 (44) : 625 13 (44)

Une machine à scier les pierres pour la recoupe des voûtes de souterrains — *Roussel et Champvillard.*

Bulletin du Congrès des Chemins de fer, n.º 4, Abril de 1957, pág. 273.

C. D. U. 622.7.085

Método gráfico para o estudo das classificações que precedem concentraçõps hidrogravíticas — *Alberto Cerveira.*

Técnica, 3-957, vol. 32, n.º 271, pág. 417-423.

C. D. U. 624.012.4 : 539.4.011.2.001.5

L'equation limite de la flexion du béton armé à faible procentage d'armature — *Otello Magini.*

Béton Armé, 5-957, n.º 5, pág. 19-23.

Artigo traduzido de «Atti dell'Istituto di Scienza delle Cóstruzioni», n.º 43.

C. D. U. 624.012.4 : 539.4.014

L'influence du fluage sur les tensions de cisaillement dans les dispositivs composites en béton armé — *Ruhle*

Béton Armé, 5-957, n.º 5, pág. 24-28.

Artigo traduzido do «Bauplanug Bautechnik», Fevereiro de 1957.

C. D. U. 624.012.4 — 04

La semejanza en el calcule de elementos estructurales de hormigon armado — *Miguel Angel Hacar Benitez.*

Revista de Obras Públicas, 7-957, n.º 2907, pág. 383-386.

C. D. U. 624.014 (493)

L'evolution des clarpentes metalliques en Belgique pendant le dernier quart de siècle (1932-1957) — *F. Campus.*

Acier Stahl Steel, 6-957, n.º 6, pág. 257-264.

11 fotografias.

C. D. U. 624.014.27 : 725.39

Hangar en tubes soudés — *F. Rouet.*

Acier Stabl Steel, 7-8-957, n.º 7-8, pág. 313-317.

C. D. U. 624.023.88 — 014

Le contreventement des ossatures — *Schlaginhaufen.*

Acier Stahl Steel, 7-8-957, n.º 7-8, pág. 305-309.

C. D. U. 624.026

Escaleras móviles modernas — *Luis Fernandez Gorriz.*

Revista Industrial y Fabril, 12-956, n.º 123, pág. 656-675.

C. D. U. 624.043 — 014 (42)

L'ossature métallique des immeubles à appartements de la Hindhaugh Street à Newcastle (Grande Bretagne) — *E. Czeiler.*

Acier Stahl Steet, 7-8-957, n.º 7-8, pág. 297-301.

13 fotografias e esquemas.

C. D. U. 624.072 2 — 012.4

Etude des poutres entretoisées des ponts biais — *A. W. Hendry et L. G. Jaeger.*

Béton Armé, 5-957, n.º 5, pág. 2-16.

Artigo traduzido do «Proc. of the Inst. of Civil Engineers», Janeiro de 1957.

C. D. U. 624.072 23 — 012.4

Le calcul plastique des momenls dans les poutres continues en béton armé — *J. Pelikan.*

Béton Armé, 4-957, n.º 4, pág. 2-5.

Artigo traduzido da «Acta Technica».

C. D. U. 624.074 — 012.4

Abris en béton en forme de cône inversé — *Martin Schulz.*

Béton Armé, 5-957, n.º 5, pág. 17-18.

Artigo traduzido do «Journal of the American Concrete Institute», Setembro de 1956.

C. D. U. 624.074.3

Cubierta en bóveda insvestida.

Informes de la Construcción, 6-7-957, n.º 92, pág. 839-10.

C. D. U. 624.074.7

Silo métallique de la Coopérative Agricole de Céréales de le region de Pithiviers (France) — *Lhotelier, Guy Robin* e *Claude Robin.*

Acier Stahl Steet, 2-957, n.º 2, pág. 55-57.

C. D. U. 624.074.7 — 014

Corn silo constructed entirely of steel.

Building Materials, 5-957, vol. 17, n.º 5, pág. 213.

C. D. U. 624.075.2 — 016

Supports métalliques remplis de béton — *P. Bané.*

Acier Stahl Steet, 9-957, n.º 9, pág. 351-356.

C. D. U. 624.131.52

Obras de terra sobre solo compressível — *Dirceu Alencar Velloso.*

Revista do Club de Engenharia, 9-957, n.º 253, pág. 21-33.

Indicações bibliográficas.

C. D. U. 624.137

Consolidación de suelos — *Carlos Alliende Arrau.*

Revista de Camiños, 956, n.º 4, pág. 237-257.

C. D. U. 624.191.2 — 191.8

Perforación y revestimento de galerias — *Georges Vié.*

Informes de la Construcción, 8-9-957, n.º 93, pág. 816-6.

Passados 30 anos...

As Britadeiras Cônicas SYMONS continuam a ser as preferidas pelos maiores produtores mundiais de MINÉRIOS e MINERAIS INDUSTRIAIS

BRITADEIRAS CÔNICAS SYMONS... as máquinas que **revolucionaram a trituração**... fabricam-se nos tipos Standard, Cabeça Pequena e Intermediária, com cabeças de trituração de 22 polegadas a 7 pés de diâmetro — indo as capacidades de 6 a 900 toneladas por hora.

A introdução da Britadeira Conica Symons, há perto de trinta anos, marcou o maior progresso até então conseguido no domínio da trituração. A aceitação imediata desta britadeira pelos produtores de materiais finamente britados, não encontra paralelo no tocante a qualquer outro tipo de máquinas destinanadas ao mesmo serviço. A situação predominante que a Britadeira Cônica Symons tem mantido constantemente durante mais de um quarto de século de serviço é prova positiva do seu rendimento altamente superior de produto finamente britado ao mais baixo preço... *sendo esta a razão porque as Cônicas Symons continuam a ter a preferência dos maiores produtores mundiais de minérios metálicos e não metálicos e minerais industriais britados em grandes quantidades.* Peça mais informações.

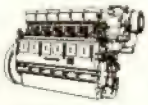
SYMONS - UMA MARCA REGISTADA NORDBERG CONHECIDA NO MUNDO INTEIRO

BRITADEIRAS GIRATÓRIAS PRIMÁRIAS SYMONS

MOINHOS NORDBERG

GUINDASTES PARA MINAS NORDBERG

SEPARADORES VIBRATEIS SYMONS


MOTORES NORDBERG DE 10 A MAIS DE 12.000 CV

NORDBERG MFG. CO., Milwaukee, Wisconsin, U. S. A. • Endereço Telegráfico: NORDBERG

LONDRES: 19 Curzon St., W. 1
JOHANNESBURG: 42 Marshall St.
GENÈVE: 5 Rue Marc Monnier
MEXICO: D. F.: Dolores 3

NORDBERG PELO MUNDO INTEIRO

Representada nas principais áreas comerciais do Mundo

XC357

C. D. U. 624.21 (73)

Puente sobre el lago Pontchartrain — *Palmer* e *Baker*.
Informes de la Construcción, 8-9 957, n.° 93, pág. 562-37.

C. D. U. 624.21.072.238

Puent sobre el río Brenta — *Bela Schvarcz*.
Informes de la Construcción, 5-957, n.° 91, pág. 562-35.

C. D. U. 624.214 (46)

Puente del estrecho de Gibraltar — *Alfonso Boeuf*.
Informes de la Construcción, 6-8-957, n.° 92, pág. 564-10.

C. D. U. 624.27 (87)

Puente sobre Maracaibo — *Riccardo Morandi*.
Informes de la Construcción, 5-957, n.° 91, pág. 564-9.

C. D. U. 624.3 (492)

Reconstruction du pont de Moerdijk des Chemins de fer Néerlandais.
Bulletin du Congrès de des Chemins de fer. n.° 3, Março de 1957, p. 209.

C. D. U. 624.4 — 014.25 (73)

Pont de chemin de fer entièrement soudé.
Bulletin du Congrès des Chemins de fer, n.° 3, Março de 1957, p. 234.

C. D. U. 624.5 (52)

El puente suspendido de Tabisoko — *D. Steinman*.
Informes de la Construcción, 5-957, n.° 91, pág. 564-8.

C. D. U. 658.371.3

Os quadros técnicos e a especialização — *Luís A. de Almeida Alves*.
Técnica, 10-56, vol. 31, n.° 265, pág. 1-4.

C. D. U. 66.048 [518.3]

Novidades em destilação. Nomogramas para cálculos rápidos — *F. Fernández*.
Técnica, 12-56, vol. 32, n.° 267, pág. 212.
(Nota sobre um artigo em «Chem. Eng.»)

C. D. U. 66.048.005

Realisation d'une collone de destillation semi-industrielle — *Pierre Laurent* e *Fraústo da Silva*.
Técnica, 6-57, vol. 32, n.° 273, pág. 577-578.

C. D. U. 66.067

Ideias sobre filtração industrial — *C. J. Pratt*.
Técnica, 12-56, vol. 32, n.° 267, pág. 212.
(Nota sobre artigo de «Ind. Chemist)».

C. D. U. 661.25

El procedimiento de «contacto húmedo» para la fabricación de ácido sulfúrico — *Sanchez Marco*.
Técnica, 12-56, vol. 32, n.° 267, pág. 212.
(Nota sobre um artigo de «Ion»)

C. D. U. 662.74

Aplicação de silicones à lavagem de benzol — *Pacheco de Carvalho*.
Técnica, 2-57, vol. 32, n.° 269, pág. 333-341.

C. D. U. 668.811

Corantes aminoantraquinónicos fluorados — *Vários*.
Técnica, 12-56, vol. 32, n.° 267, pág. 212.
(Nota sobre um artigo de «Ind. Eng. Chem.»)

C. D. U. 669.014.6 : 546.11

Efeitos do hidrogénio sobre as propriedades dos metais — *Perlmutter* e *Dodge*.
Técnica, 12-56, vol. 32, n.° 267, pág. 212.
(Nota sobre um artigo de «Ind. Eng. Chem.»)

C. D. U. 669.054 : 539.163

Electrorefinação para a separação dos produtos de desintegração do urânio em reactores — *L. W. Niedrach* e *A. C. Glamm*.
Técnica, 11-56, vol. 31, n.° 266, pág. 148.

C. D. U. 669.14

O Aço Plástico.
Técnica, 10-56, vol. 31, n.° 265, pág. 74-75.

D. D. U. 691 : 539.4.019

Comportement des matériaux et des ouvrages en construction mixte sous les actions statiques de longue durée — *J. Guerin* — (Paris).
Publ. Preliminar de Ass. Internacional de Pontes e Estruturas, 1956, pág. 115-135.
(Resumo em português).

C. D. U. 691.1 : 694.2

Les formes modernes de l'emploi du bois dans la construction et le bâtiment — *Campredon*.
Annales de l'Institut Technique du Bâtiment, 2-57, n.° 110, pág. 207-214.

C. D. U. 691.1 : 694.2

Les choisons sèches a base de bois on de matériaux dérivés du bois — *Collardet*.
Annales de l'Institut Technique du Bâtiment, 2-57, n.° 110, pág. 215-222.

C. D. U. 691.11.018.88

Combate ao «Hylotrupes Bajulus» (L.) em bairros urbanos — *Alberto Coutinho Saraiva*.
Técnica, 3-57, vol. 32, n.° 270, pág. 389-399.

ATLANTIC
UMA TINTA
PARA CADA FIM
FABRICA LUSITANA
DE TINTAS E VERNIZES
LIMITADA
FUNDADA EM 1917

C. D. U. 691.113

Wood. Its properties as a flooring material — *G. Hart.*
Building Materials-Floors, 11-12-56, 1-57, vol. 16 e 17, n.os 11, 12-56; e 1-57.

C. D. U. 691.161.1 : 544.6

O método absorciométrico na identificação e estudo de betumes asfálticos — *Antera Valeriana de Seabra.*
Técnica, 3-57, vol. 32, n.º 270, pág. 349-368.

C. D. U. 691.327.001.57

Utilidade e bases do controle do betão — *Henrique Novais Ferreira.*
Técnica, 2-57, vol. 32, n.º 269, pág. 289-309.

C. D. U. 691.327.11

A rheological model for concrete (Um modelo reológico para metão) — *E. Torroja* e *Paez Balaea.*
Publ. Preliminar da Ass. Internacional de Pontes e Estruturas, 1956, pág. 155-171.
Resumo em português.

C. D. U. 691.87 : 824.047

Nouveaux types d'armature pré contrainte — *J. Courbon (Paris).*
Publ. Preliminar da Ass. Internacional de Pontes e Estruturas, 1956, pág. 1046-1057.

C. D. U. 691.87 : 624.012.47

Losses of cable force at prestessing (Perdas de tensão nos cabos de uma estrutura em betão preesforçado) — *Allan Bergfelt (Gotemburgo).*
Publ. Preliminar da Ass. Internacional de Pontes e Estruturas, 1956, pág. 1023-1040.
Referências bibliográficas. Resumo em português.

C. D. U. 693.55 : 69.002.2

Tendances nouvelles de l'industrialisation du bâtiment — *Meunier (J.).*
Annales de l'Institut Technique du Bâtiment, 11-56 n.º 107, pág. 961-976.
20 figuras.

C. D. U. 693.552.058 : 627.825.7

Betonagem da barragem do Picote — *Luis Moreira Lobo.*
Técnica, 5-57, vol. 32, 272, pág. 521-544.

C. D. U. 691.52

Estudo dos inertes da região de Lisboa — *Úlpio Nascimento; Abel Simões; Coelho Nunes.*
Técnica, 6-57, vol. 32, n.º 273, pág. 585-613.

C. D. U. 693.556.4 : 624.057.1

The vibration of precost concrete elements for post-stressed bidge members — *J. M. Plowman (Londres).*
Publ. Preliminar da Ass. Internacional de Pontes e Estruturas, 1956, pág. 1017-1020.
Referências bibliográficas.

C. D. U. 693.57 : 620.193.21

Untersuchunger über die Frostempfindlichkeit der Einpressmörtel bei vorgespanntem Beton — *Arthur Röbnisch (Munster).*
Publ. Preliminar da Ass. Internacional de Pontes e Estruturas, 1956, pág. 891-916.

C. D. U. 694.1

Stabilité des constructions appliquée aux bois — *G. Vrain.*
Annales Inst. Technique du B. T. P., 6-56, n.º 102.

C. D. U. 695.11

Red cedar shingles for various roofing designs.
Building Materials, 1-57, vol. 17, n.º 1, pág. 36.

C. D. U. 695.771

Aluminium roofing for houses.
Building Materials, 8-56, vol. 16, n.º 8, pág. 330.

C. D. U. 695.771

Sheet aluminium for roofing.
Building Materials, 6-56, vol. 16, n.º 6, pág. 248.

C. D. U. 699.81

The need for thermal insulation and the risk of fire.
Building Materials, 2-57, vol. 17, n.º 2, pág. 68.

C. D. U. 711 : 351.85 (42)

L'enseignement de l'urbanisme en Grande-Bretagne — *J. Deryng.*
Urbanisme, n.os 49-50, pág. 357.

C. D. U. 711.4 (469.121.23)

Urbanização do Bairro da Sé - Porto — *M. Marques de Aguiar.*
Arquitectura Portuguesa, 9-12-55, vol. 48-4.ª, n.º 9, pág. 5.

C. D. U. 712.3

Espaces verts — *J. B. Perrin.*
Urbanisme, n.º 49-50.

C. D. U. 725.19 : 624.059.25 (43)

La reconstruction du bâtement du Service des Statistiques à Wiesbaden (Allemagne) — *P. Schaeffer — Heyrothsberge.*
Acier Stahl Steel, 1-57, n.º 1, pág. 27.

C. D. U. 725.23

Edifício Creole — *Lathroy Duglass.*
Informes de la Construccion, 3-57, n.º 89.

DUPLICADORES

Manuais e eléctricos.

Gestetner

OS MELHORES
DO MUNDO

A GESTETNER, L.DA

RUA DA CONCEIÇÃO, 125 Telefone 2 2529 - LISBOA | LARGO DO PADRÃO, 26, 1.º Telefone 2 3459 - PORTO

Sociedade de Pesquisas, Captações de Água e Transportes, L.da

SOCIEDADE INDUSTRIAL METALURGICA

Responsabilidade Limitada
(REGISTADO)

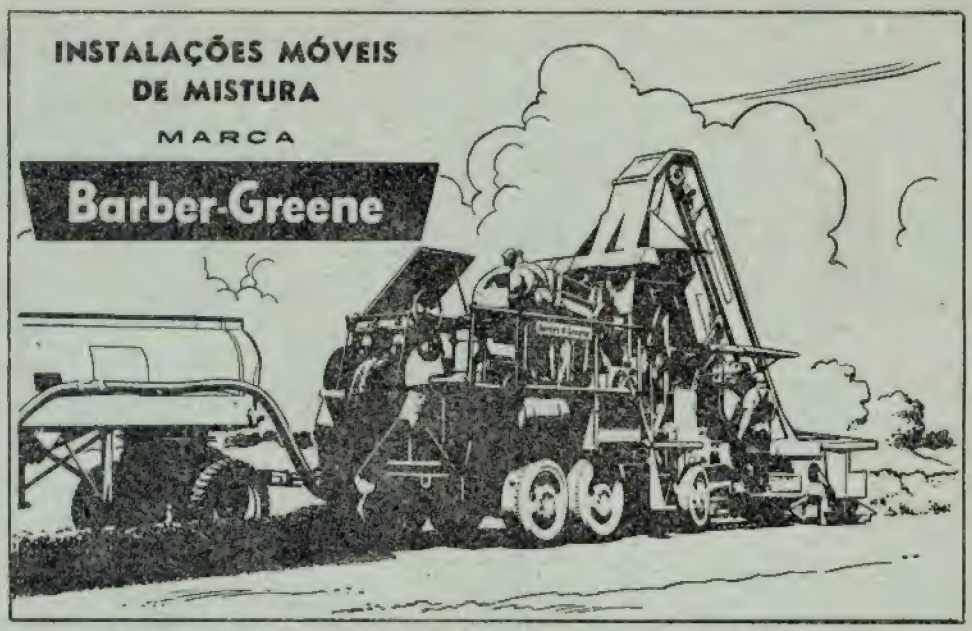
SERRALHARIAS,
CALDEIRARIA,
FERRARIA,
FUNDIÇÕES

ESCRITÓRIO
Rua de S. Tiago, 13
LISBOA
Telefone 26572

ENGENHEIRO

Empresa com estabelecimento em Angola, precisa engenheiro civil com prática para serviço no Ultramar

Resposta à «Técnica»



Para produção de misturas betuminosas ou solos estabilizados, utilizando duas unidades móveis.

A instalação móvel de mistura consiste de duas unidades básicas – o misturador portátil Barber-Greene e o carregador de materiais. Produz as misturas betuminosas da mais alta qualidade para Estradas, Ruas e Aeroportos, fazendo a mistura «in-loco».

Capacidade – de 125 a 250 toneladas/hora.

Utiliza todos os tipos de ligantes, tais como, Asfalto, Alcatrão, Emulsões, Cimento e Argila.

Trabalha sob todas as condições climáticas porque está equipada com as protecções mais eficazes o que lhe permite reduzir as possibilidades de avarias causadas pelas más condições climáticas.

Pode trabalhar como instalação de mistura a quente, acopulando-lhe um secador.

Utilizada em conjunto com o secador, um retentor de poeiras (ciclone) e um seleccionador, forma um conjunto completo para o fabrico de qualquer tipo de mistura a quente.

Para informação detalhada dirija-se ao representante exclusivo.

Barber-Greene Overseas, Inc.
Barber-Greene Company, Aurora, Ill., U.S.A.

Barber-Greene Olding & Co., Ltd., England
Barber-Greene Canada, Ltd., Canada

REPRESENTANTE EXCLUSIVO:

SMEIA

SOCIEDADE DE MECANIZAÇÃO INDUSTRIAL E AGRÍCOLA, S. A. R. L.

Avenida Padre Manuel da Nóbrega, 8
LISBOA

Ad No. 54-102A—T.P.

COMPANHIA PORTUGUESA DE FORNOS ELÉCTRICOS

PRODUTORA DE

FERRO GUSA

FERRO LIGAS

FERRO-MANGANÊS

SÍLICO-MANGANÊS

FERRO-SILÍCIOS

15 % - 25 % - 45 % - 75 % - 90 %

CARBONETO DE CÁLCIO

CIANAMIDA CÁLCICA

PASTA PARA ELÉCTRODOS

E EM MONTAGEM

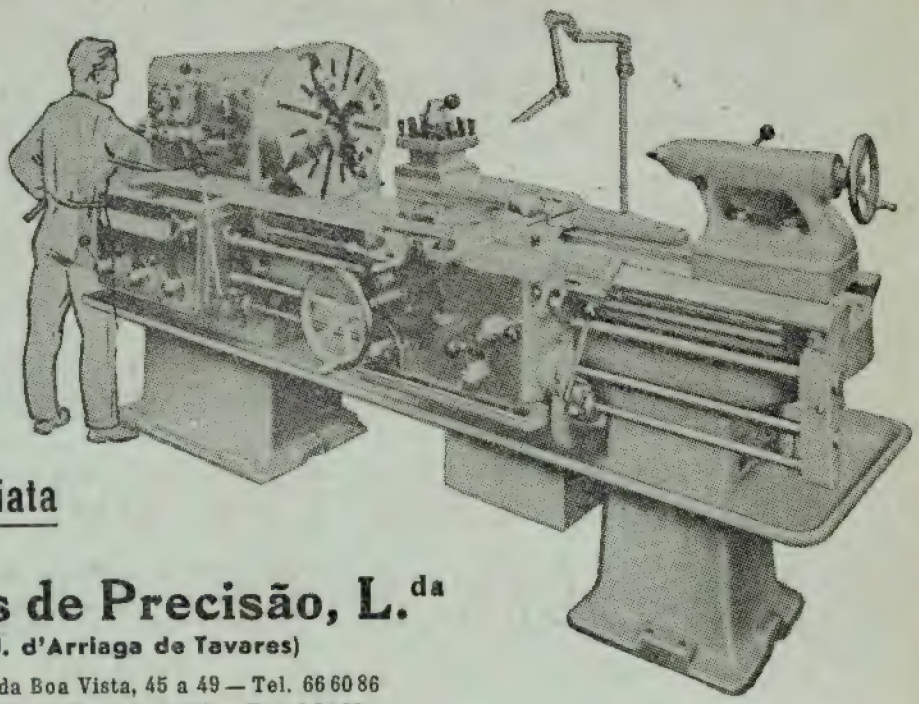
GRAFITE

FÁBRICAS
CANAS DE SENHORIM
Telefone 67222

SEDE
Largo de S. Carlos, 4-2.º — LISBOA
Telefones 25343-29608-368989

MÁQUINAS FERRAMENTAS DE QUALIDADE

Tornos Paralelos
Limadores
Engenhos Radiais
Máquinas de Rectificar
Tornos Revólver
Frezas
Escateladores
Plainas
Mandriladoras

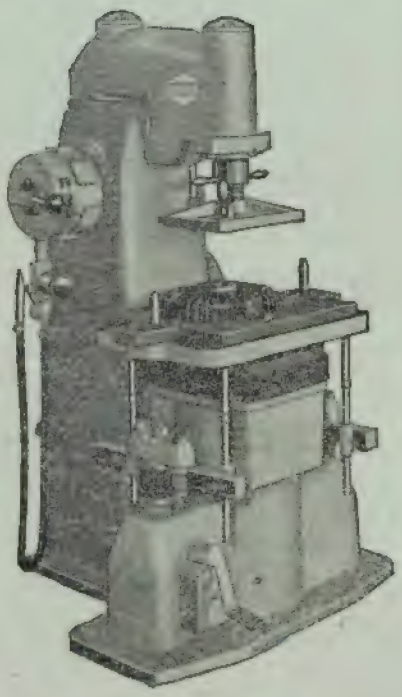


Entrega imediata

Máquinas de Precisão, L.da

(Eng.º J. d'Arriaga de Tavares)

LISBOA: Rua da Boa Vista, 45 a 49 — Tel. 66 60 86
PORTO: Rua Sá da Bandeira, 629 — Tel. 2 87 20
LUANDA: R. Pereira Forjaz, 79 — Caixa Postal 304



BADISCHE MASCHINENFABRIK A. G.

KARLSRUHE-DURLACH — ALEMANHA

INSTALAÇÕES COMPLETAS
PARA FUNDIÇÕES

ESTUDO DE PROJECTOS

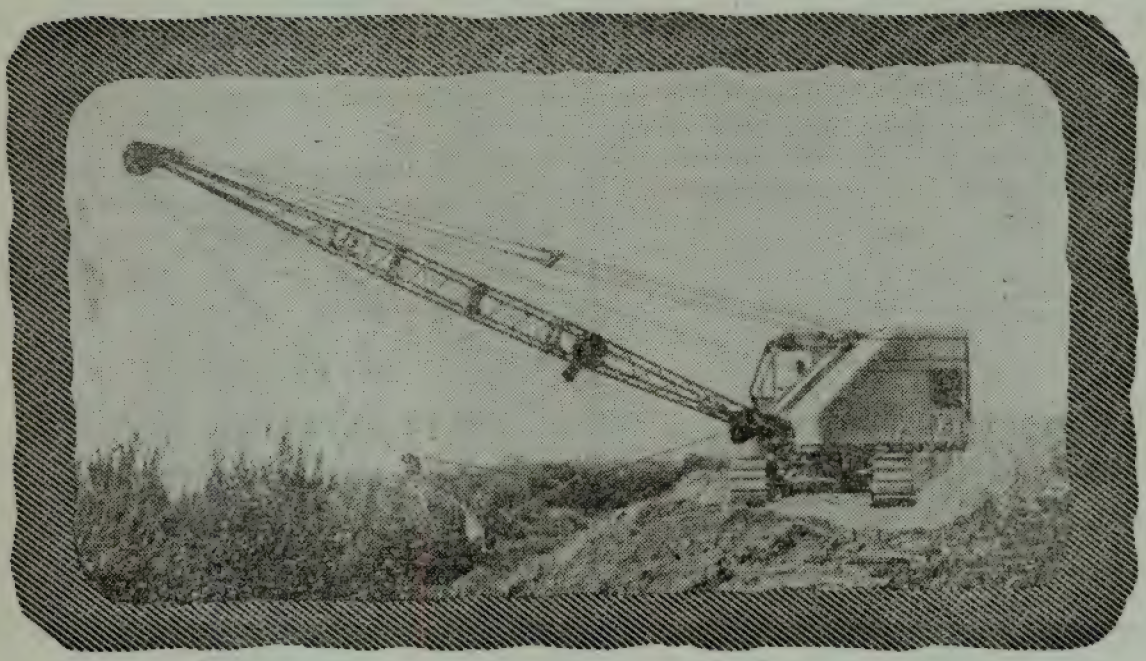
REPRESENTANTES

AZEVEDO & PESSI, L.DA

Rua Nova do Almada, 46 — LISBOA
Telef. 2 0354 - 2 4495 - 29879

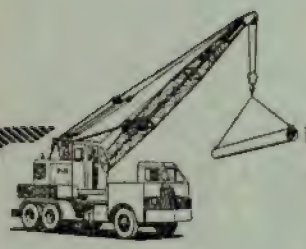
A ESCAVADORA P&H MODELO 255-A (3/4 j. c.)

CONSTRUIDA NA EUROPA SOB SUPERVISÃO DA P&H



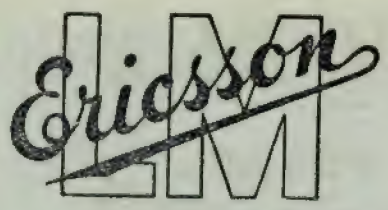
- Toda construida em aços especiais e soldadura, o que significa maior robustez e menos peso.
- Menores despesas de operação e manutenção — Maior duração.
- Montada sobre rastos do tipo tractor o que proporciona deslocações mais seguras.
- Fàcilmente convertível em seis máquinas diferentes: «Draglines», Guindaste, Bate-estacas, Retro-escavadora, «Clamshell» e Escavadora.
- Todas as peças podem ser utilizadas indistintamente pelo modelo europeu e americano.

HARNISCHFEGER INTERNATIONAL
CORPORATION
MILWAUKEE, 46, WISCONSIN, U. S. A. CABLE: "HARNINCO"
Sucursal europeia: Harnischfeger Vertriebs G. m. b. H.
ALLEESTR. 33, DUESSELDORF, ALEMANHA
Consulte o Representante Exclusivo



SOCIEDADE DE MECANIZAÇÃO
INDUSTRIAL E AGRÍCOLA, S. A. R. L.
•
Avenida Padre Manuel da Nóbrega, 8
LISBOA

SMEIA



- SISTEMAS TELEFÓNICOS DE TODOS OS TIPOS
- SISTEMAS DE SINALIZAÇAO
- SISTEMAS DE SONORIZAÇÃO
- APARELHAGEM DE MEDIDA E ENSAIO
- CONTADORES ELÉCTRICOS
- CABOS E APARELHAGEM TELEFÓNICA E ELECTRICA

PROJECTOS
MONTAGENS
REPARAÇÕES
ASSISTÊNCIA TÉCNICA

Sociedade Ericsson de Portugal, L.da

R. Filipe Folque, 7, 1.º Tel. (P P C 2 linhas) 57193

MATERIAL ELÉCTRICO

para instalações de alta e baixa tensão

ESPECIALIDADES **GARDY:**

Corta-circuitos e cartuchos de alto poder de corte
Disjuntores para força motriz e iluminação
Disjuntores de calibres variáveis
Disjuntores MINIHUILLE, até 35 kV
Dispositivos de corte em carga para seccionadores, etc.

REPRESENTANTE:

ANTÓNIO BARÓ

Rua da Assunção, 99-2.º-Dt.º

LISBOA

Para impermeabilizar terraços, paredes, fundações, etc.

COLAGEM DE TACOS DE MADEIRA

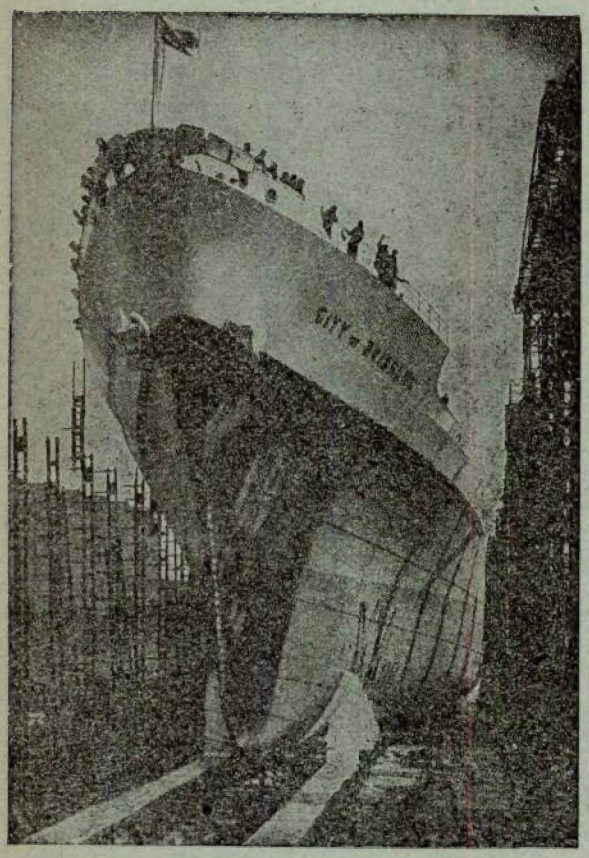
FABRICA EM SACAVÉM

TELEF. { 73 01 56 (4 linhas)

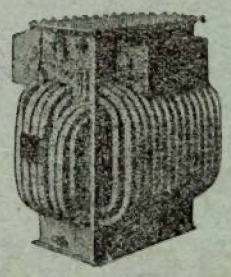
TELEG. EPALDA—LISBOA

'ENGLISH ELECTRIC'

Postos de soldadura mono e multi-operador



Os postos de soldadura a arco «English Electric», mono e multi-operador, são hoje largamente utilizados nos estaleiros navais do estrangeiro e também em estaleiros navais e montagem de centrais hidro-eléctricas em Portugal. O «City of Brisbane» navio misto de 12 500 T que se vê na fotografia junta, foi uma das unidades construídas em Inglaterra pelo processo de soldadura eléctrica com postos multi-operador



Representantes exclusivos para Portugal
e África Ocidental Portuguesa:

Monteiro Gomes, Limitada

R. Cascais, 47 (Alcântara) — Tel. 637083 — 3 linhas
LISBOA

SUCURSAIS:

PORTO ★ BEJA ★ VILA FRANCA DE XIRA

e

LUANDA

Sede: **Paço d'Arcos** – Av. Voluntários da República – Tel. 262 P. A.

CONSTRUÇÃO CIVIL SERRAÇÃO E CARPINTARIAS MECÂNICAS
MADEIRAS E TACOS TRATADOS

Depósitos: CASCAIS — ESTORIL
PAÇO D'ARCOS — PAREDE

As oficinas estão apetrechadas com os maquinismos mais modernos e com estufa para secagem e tratamento de madeiras

TABELAS
PARA O CÁLCULO DE
BETÃO ARMADO

Pelo Eng.º Fernando Vasco Costa

revistas e actualizadas pelo

Eng.º João d'Arga e Lima

PREÇO 120$00

Desconto de 10 % para Assinantes

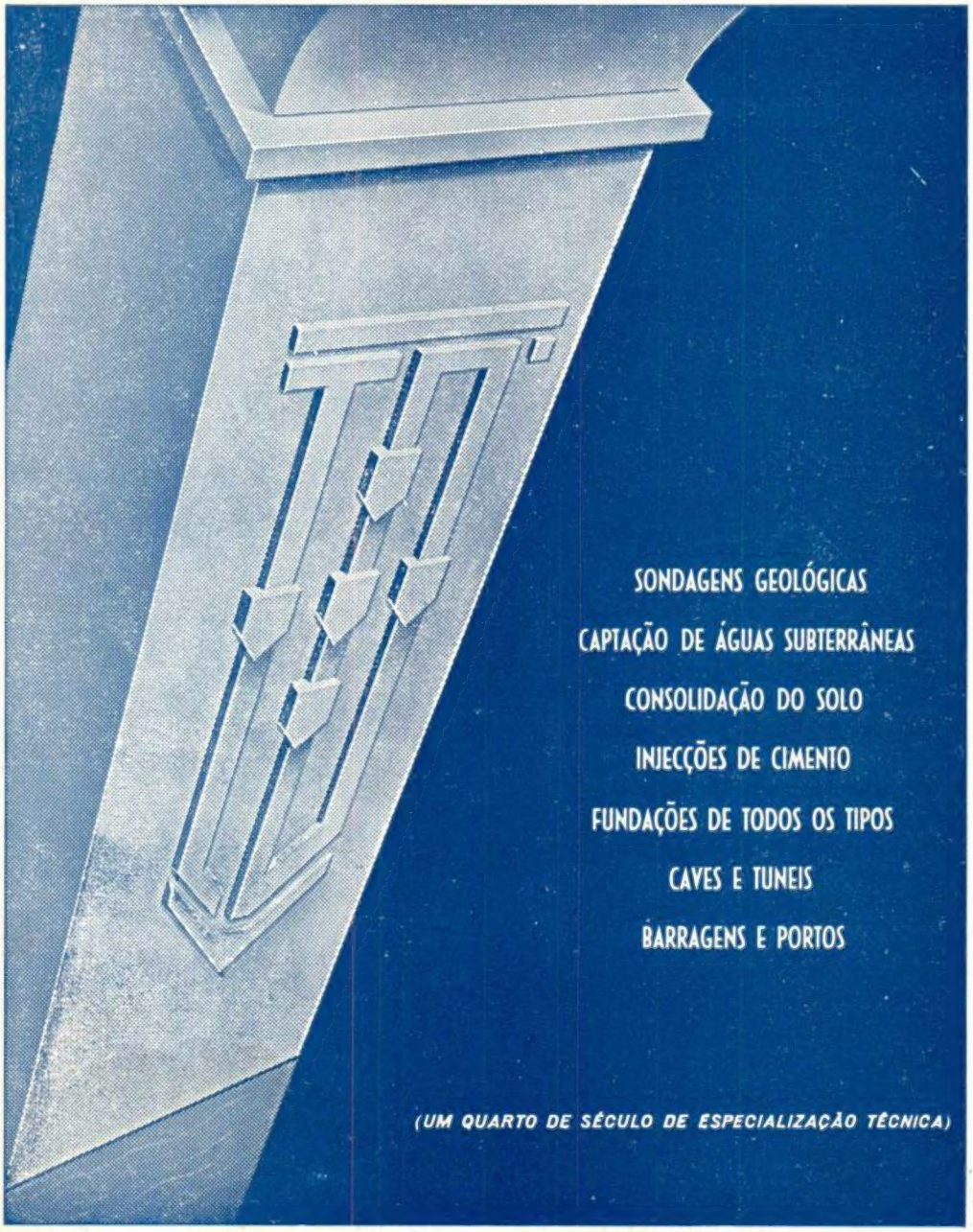
Pedidos à «TÉCNICA»

Empresa de Sondagens e Fundações

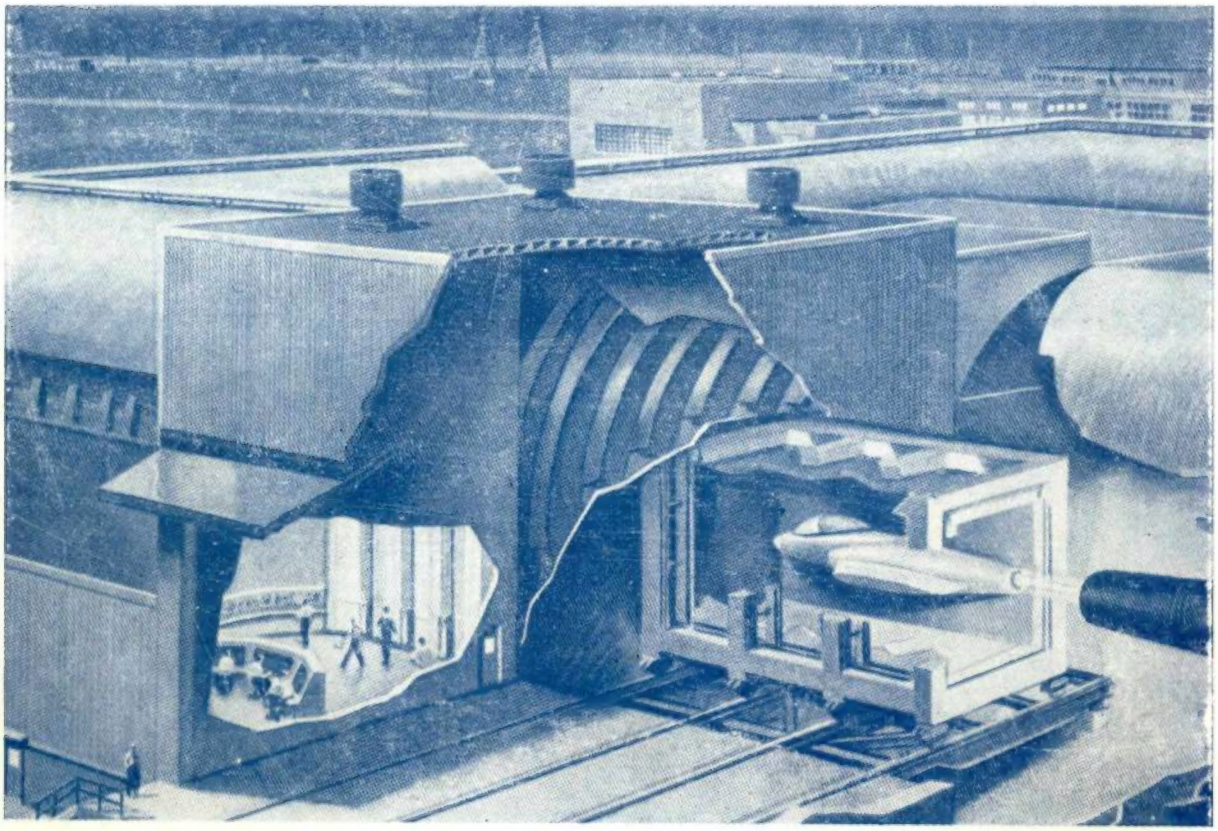
TEIXEIRA DUARTE, L.DA

PR. DA FIGUEIRA, 18. 3.°
TELEF. 3 2774

LISBOA



TUNEL AERODINAMICO DO FUTURO



É neste gigantesco túnel aerodinâmico que os cientistas podem estudar os problemas que surgem quando as velocidades atingem valores da ordem dos 5.500 km/h. e os efeitos das pressões e temperaturas são semelhantes aos que se verificam a altitudes de 30.000 metros.

Este laboratório, único no mundo, permite determinar as futuras condições de voo nos motores e aviões, em escala natural, telecomandados ou não.

A maquinaria que cria estas excepcionais condições supersónicas é constituída pelo maior sistema moto compressor rotativo até hoje construído. Dele fazem parte dois motores eléctricos de 83.000 H.P. — os maiores do mundo — e dois motores de 25.000 H.P., accionando um veio de transmissão de 175 metros de comprimento, rigorosamente equilibrado e pesando 1.500 toneladas.

Este gigantesco veio apoia-se sobre uma resistente película microscópica de óleo Mobil DTE. Este óleo de excepcional qualidade, assim como todos os outros lubrificantes necessários ao bom funcionamento desta maquinaria é fornecido pela Mobil Oil.

Mobil

LUBRIFICANTES PARA A INDÚSTRIA

Mobil Oil Portuguesa

2886